

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

А.М. Сільвестров, Д.К. Зіменков

Ефект Ж. Губера
(лабіринти наукового пошуку)

Монографія

Київ 2020

Рецензенти:

Є.А. Мачуський, доктор фіз. мат. наук, проф., науковий керівник ОКБ «ШТОРМ»
КПІ імені Ігоря Сікорського

С.О. Воронов, доктор техн. наук, професор, завідувач кафедри прикладної фізики
Фізико-технічного інституту КПІ імені Ігоря Сікорського

Розглянуто в історичному аспекті процес наукового пошуку в проблемі пояснення фізичного явища, яке виявив в 1951 році і використав для практичного застосування австрійський інженер Ж. Губер. Однак ні він, ні інші вчені до 2018 року не змогли дати теоретично обґрунтоване пояснення цього ефекту.

В монографії подано детальний огляд проведених за цей період досліджень ефекту Ж. Губера різними вченими, на основі яких авторам цієї монографії вдалося отримати чітке теоретичне пояснення і експериментальне підтвердження теоретичного пояснення.

Для спеціалістів прикладної фізики та широкого кола небайдужих до фізики і техніки людей.

УДК 537.1.538

ISBN

© А.М. Сільвестров, Д.К. Зіменков, 2020

© КПІ імені Ігоря Сікорського, 2020

ЗМІСТ

Вступ	5
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ДОСЛІДЖЕНЬ МОЖЛИВИХ НАПРЯМКІВ ПОЯСНЕННЯ ЕФЕКТУ ГУБЕРА (ПЕРШЕ НАБЛИЖЕННЯ)	8
1.1. Тепловий чи іскровий ефект?	8
1.2. Чому зупинився підшипник у вакуумі?	11
1.3. Чому саме феромагнетики і мастило?	15
1.4. Підхід з позиції «чорної скриньки»	17
1.5. Стаття С.С. Воронкова «Электродинамические силы Николаева»	25
1.6. Закон Ампера	30
1.7. Динамічна електризація	32
1.8. Чому струм і магнітний потік збіглися за напрямом?	34
1.9. Закон Біо–Савара–Лапласа	42
1.10. Спіралеподібний рух електрики в колесі.	44
1.11. Модифікація колісної пари Губера	50
1.12. Як створити ненульовий пусковий момент	51
1.13. Про електродинамічні процеси в тілі колеса	57
1.14. Термомеханічне гальмування в підшипнику	73
1.15. Патент на модифікацію двигуна Ж.Губера	76
1.16. Електричні заряди, як джерело магнітного поля	83
РОЗДІЛ 2. ВИЯВЛЕННЯ ВІРНОГО НАПРЯМКУ ПОЯСНЕНЬ ЕФЕКТУ ГУБЕРА (ДРУГЕ НАБЛИЖЕННЯ)	92
2.1. Дослідження зони контакту	92
2.2. Дивергенція концентрації зарядів в зоні контакту	95
2.3. Заряд, як добуток струму на час	101
2.4. Двостороння дія закону Біо–Савара–Лапласа.	104
2.5. Необхідна умова наявності динамічного моменту інерції.	113
2.5.1. Загальна частина	113
2.5.2. Пояснення ефекту на основі законів електродинаміки рухомих тіл ..	117
- Потік I електрики q через зону нерухомого контакту	118
- Потік I електрики q через зону рухомого контакту	120
- Несиметричне намагнічування рухомими зарядами колеса (кульки) направляючої	125
Висновок	128
Література	130

*Присвячено пам'яті доктора технічних наук, професора
Нетушила Анатолія Володимировича,
за ініціативою якого були проведені
дослідження авторами цієї монографії*

ВСТУП

1. Будь-який реальний об'єкт дослідження, ґрунтуючись на фундаментальних законах Світу, не може в результаті досліджень отримати ізоморфну до нього фізико-математичну модель. Дійсно, так як Світ нескінченно мірний, де все з усім безпосередньо або опосередковано взаємопов'язано (близько- і дальнодія), внаслідок чого матерія і рух не подільні, то не існує кінцевомірної (n-мірної) математичної моделі виду

$$\frac{dx_n}{dt} = f_n(x_n), \quad (1)$$

ідентичної (ізоморфної) в просторі змінних $x_n(t)$ до нескінченномірної моделі реального об'єкта, як частини нескінченно мірної моделі Всесвіту:

$$\frac{dx_\infty}{dt} = f_\infty(x_\infty), \quad (2)$$

де індекс ∞ вказує на нескінченномірність, а функція f_∞ – на загальний взаємозв'язок всіх компонентів $x_i(t)$ нескінченномірної вектор-функції $x_\infty(t)$, t – час.

Завдання дослідника полягає в побудові кінцевомірної (n-мірної) моделі (1), яка б з допустимою похибкою ϵ відтворювала поведінку (2) реального об'єкта в обмеженому (n-мірному) просторі змінних $x_n(t)$ з урахуванням того, що наявність загального взаємозв'язку обумовлює принципову наближеність моделі (1) до моделі (2).

Абстракція першого кроку дослідження реального об'єкта (2) полягає в умовному розділенні n-мірного вектора x_n на причинні $U_{(t)}$ і наслідкові $Y_{(t)}$ складові та спроби установити на основі теорії і експерименту логічну та математичну залежність $Y(U)$. Саме на цьому етапі досліджень важливо скористатися принципом раціонального ускладнення [1], за якого темп зростання в (процесі дослідження об'єкта) складності

(мірності n) моделі (1) не повинен випереджувати темп збільшення точності (зменшення похибки ε) моделі (1) по відношенню до об'єкта (2). Мистецтво дослідника на першому етапі полягає у визначенні теоретично чи експериментально на множині з n факторів n U_i ($i=\overline{1, n}$) впливу на Y підмножини n_1 найбільш суттєвих. На другому етапі, якщо є на то можливість, доповнити підмножину з n_1 факторів додатковими, які могли б покращити відображення U в x , тобто зменшити похибку ε апроксимації реального відображення U в Y в об'єкті дослідження. Мистецтво дослідника на цьому етапі полягає в виявленні на основі теорії чи експерименту того доповнення причинних змінних за якого б темп зменшення похибки ε випереджував темп зростання розмірності факторів впливу U на Y .

Багаторічний і багато-кроковий процес пояснення ефекту Губера (встановлення логічної і (по можливості) фізико-математичної моделі між причинами U і наслідками моделі $Y(U)$, можна подати як не строго релаксаційний [2] оптимізаційний процес пошуку моделі $Y(U^*)$ залежності обертового моменту в двигунах Губера і Косирєва–Мільроя від найбільш суттєвих факторів U^* впливу. Ефект Губера с позиції спостерігача полягає в наявності додаткового обертового моменту M в колісній парі, що котиться по рейкам до яких підведено джерело електроживлення. Перед дослідниками на першому етапі стояло завдання виявити, які з факторів U_k , ($k=\overline{1, n}$) можна поділити на два класи:

- підмножина обов'язкових факторів;
- підмножина можливих факторів.

До перших відносяться:

1. Наявність руху в будь-якому напрямку (швидкість $U \neq 0$).
2. Наявність постійного або змінного електричного струму I в контактах коліс і рейок або кульок і шайб.
3. Феромагнітний матеріал двигунів Губера і Косирєва–Мільроя.

До других відносяться:

- 1. Наявність чи відсутність іскріння в контакті рухомих частин.*
- 2. Наявність чи відсутність суттєвого моменту інерції рухомих частин двигунів.*
- 3. Наявність повітря чи мастила в зоні контакту.*
- 4. Екстремальна залежність моменту M від кутової швидкості ω .*
- 5. Звуження площі поперечного перерізу провідників зі струмом I в зоні контакту.*
- 6. Відсутність моменту і миттєва зупинка колеса з пермаєю, який має прямокутну петлю гістерезису.*
- 7. Соосність струму I і магнітного потоку Φ , створеного цим струмом в зоні з'єднання коліс чи підшипників з феромагнітним валом.*

Отже дослідникам слід було побудувати таку фізико-математичну (а на першому кроці принаймні фізичну) модель, яка надала б відповіді на сутність зв'язку цих та можливо інших факторів U впливу на момент M .

Далі буде розглянуто як різні вчені, в різні часи користуючись чи ні принципом раціонального ускладнення, на основі теоретичних і експериментальних досліджень ефекту Губера, будували ті чи інші моделі відображення U в Y , тобто обов'язкових і можливих факторів впливу на момент M двигунів Губера і Косирєва–Мільроя. На жаль, більшість пояснень, як надто простих, так і надто математизованих, не підтвердилися. Це звузило простір пошуку і дозволило з часом отримати правильне пояснення в результаті багато-крокового квазірелаксаційного пошукового процесу, побудованого на принципі раціонального ускладнення, де фізика б випереджувала математику.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ДОСЛІДЖЕНЬ МОЖЛИВИХ НАПРЯМКІВ ПОЯСНЕННЯ ЕФЕКТА ГУБЕРА (ПЕРШЕ НАБЛИЖЕННЯ)

1.1 Тепловий чи іскровий ефект?

Стаття [3] А.В. Нетушила «Изобретение Дж. Серла как развитие эффекта Губера» в журналі «Электричество», № 4, 1991. – с. 83.

Професор А.В. Нетушил, очолюючи комітет з дослідження і пояснення незрозумілих електротехнічних явищ, зняв пелену невизначеності з багатьох проектів по створенню «перпетуум-мобіле». Як приклад, нагадаємо бум про начебто отримання енергії з вакууму. В досліді потужність вимірювалась ватметром електродинамічної природи на вході в електричне коло, що складалось з реостата, лампи розжарювання та гіркона (контакту у вакуумі, який розмикався зовнішнім магнітним полем). При замкненому контакті реостатом виставлявся режим роботи лампи, близький до номінального. Ватметр показував потужність електроенергії джерела живлення. Після розмикання гіркона між його контактами горіла дуга, лампа світила яскравіше, а покази лічильника майже не змінилися. Появилися публікації в науково-популярних журналах про «чудо» отримання додаткової енергії з вакууму. А.В. Нетушил розвінчав це «чудо» тим, що дослідники не враховували суттєву нелінійність вольтамперної характеристики дуги, яка призводить до виникнення вищих гармонік в струмі, які ватметр не враховує. Надамо далі деякі частини статті А.В. Нетушила відносно ефекту Губера:

«Во всех статьях говорится о конструкции, состоящей из нескольких коаксиальных цилиндрических кольцевых обойм и намагниченных ферромагнитных цилиндрических роликов, образующих своего рода подшипники между этими обоймами. Если ролики приходят во вращение, то их скорость вращения постепенно нарастает, достигая очень больших значений. При определенном ее значении диск отрывается от земли и улетает в заранее неизвестном направлении. Дальнейший полет происходит без подведения энергии извне. В статьях говорится об эффекте, но он четко не формулируется и не объясняется. В этой связи следует вспомнить описанный в журнале «Электричество» в 1973 г. эффект Губера. В двух исходных статьях автора этого эффекта, указанных в [1] дается очень ясное описание наблюдаемого им явления и приведены его количественные характеристики. Эффект Губера можно характеризовать как возникновение добавочной силы в направлении скорости при качении колеса по направляющей и пропускании электрического тока через место касания колеса и направляющей. Эта сила зависит от скорости качения и равна нулю при отсутствии движения. Если эффект Губера наблюдался и исследовался при низких напряжениях и малых скоростях, то Серл-эффект связан с возникновением высоких электрических напряжений и механических скоростей. Условия техники безопасности при исследовании этого эффекта требуют особых предосторожностей. Во время проведения экспериментов в группе Серла были несчастные случаи и один из них имел смертельный исход. Эффект Губера наблюдался в 1959 г. самим Ж. Губером при рассмотрении колесной пары, в 1961 г. В.В. Косаревым, В.Д. Рябко и В.И. Вельманом при рассмотрении подшипников качения, в 1967 г. Р.А. Мильроем – при рассмотрении шариковых подшипников. Во всех случаях сила

нелинейно зависела от скорости и отсутствовала в состоянии покоя [4]. В эффекте Губера эта сила уменьшается с увеличением скорости. В эффекте Серла она возрастает с увеличением скорости до значений во много раз больших, чем в эффекте Губера. Причина этого увеличения силы и скорости, по-видимому, наличие генератора, возбуждаемого от постоянных магнитов, э. д. с. которого пропорциональна скорости вращения цилиндров. Эта э. д. с. создает ток в месте контакта между цилиндрами и обоймой, выражающий положительную обратную связь в цепи воздействий тока на вращение, вращения на э. д. с. и э. д. с. на ток между цилиндром и обоймой. Такая положительная обратная связь приводит к лавинообразному возрастанию скоростей в системе подвижных цилиндров и достижению значений, принципиально невозможных в устройствах, основанных только на эффекте Губера. При обсуждении эффекта Губера в последующих работах для его объяснения были высказаны две гипотезы [4]. В одной из них явление объяснялось **тепловым эффектом** и расширением материала направляющей поверхности в месте контакта. Во второй гипотезе эффект объяснялся силовым **воздействием искрового разряда** в месте отрыва цилиндра от направляющей поверхности. Проведение эксперимента в вакууме убедило в справедливости второй гипотезы.»

Однак, при зустрічі з нами в КПІ на Всесоюзному пленумі Методичної Ради з електротехніки і демонстрації двигуна Косирєва–Мільроя, професор А.В. Нетушил висказав невпевненість в існуючих поясненнях ефекту Губера і запропонував нам більш детально дослідити цей ефект і надати більш обґрунтовані пояснення. Саме з тієї зустрічі ми періодично поверталися до досліджень ефекту Губера. Бажано було зрозуміти, чому сила чи момент в колісній чи підшипниковій парах залежить від

швидкості руху, майже не залежить від того сталий струм чи змінний, чому у вакуумі підшипники зупинилися. І це тільки мала частка запитань, на які тоді не було обґрунтованих відповідей.

1.2 Чому зупинився підшипник у вакуумі?

Подано матеріал [9] статті П. Деміна «Эффект Губера и летающие тарелки» в журналі «Наука и Жизнь», 1991, №7, в оригіналі, але в децю скороченому вигляді:

«Если еще недавно в нашем обществе господствовала абсолютная вера во всемогущество современной науки, то сейчас во многих умах ее сменило не менее твердое убеждение в бесполезности научного знания (этим отчасти объясняется нынешний всплеск интереса к необычному, необъяснимому). В конце 50-х годов швейцарский инженер Ж. Губер обнаружил, что если к паре железнодорожных колес, соединенных стальной осью, подвести по рельсам ток, на них начинает действовать небольшая сила. Сила возникает только когда колеса катятся по рельсам и всегда направлена в сторону их движения. Она **не зависит ни от места подключения источника к рельсам**, ни от того, постоянный или переменный ток подводится к колесам. С повышением скорости движения колес сила заметно уменьшается, а с увеличением силы тока растет. Губеру удалось использовать обнаруженный эффект для сортировки и сцепки вагонов на железнодорожных горках. Экспериментально новый эффект был изучен швейцарским инженером очень тщательно. А вот теоретически объяснить наблюдаемую силу оказалось гораздо сложнее. Ж. Губер считал очевидным, что она имеет электродинамическую природу, поскольку возникает только при наличии тока, а значит, магнитного поля, и только при движении колес, то есть

пересечении ими силовых линий этого поля. Однако ни одна из реальных электромагнитных сил не совпадает по направлению с силой, проявляющейся в эффекте Губера. Так, **сила Ампера**, объясняющаяся взаимодействием текущего по колесам тока с магнитным полем, создаваемым токами в других участках цепи, действует лишь в одном направлении – она отталкивает колеса от источника питания. При движении колес может возникать и другая электромагнитная сила – **сила Лоренца**. В колесах, пересекающих силовые линии магнитного поля, индуцируется дополнительный ток, который, в свою очередь, начинает взаимодействовать с существующим магнитным полем. Но сила Лоренца всегда направлена против скорости движения проводника; она способна только тормозить колеса, а не разгонять их. Нужно еще сказать о силах, возникающих вследствие действия закона Ленца. В проводящем контуре всегда возникают или стремятся возникнуть токи, препятствующие любому изменению магнитного потока, пронизывающего такой контур. Из самой формулировки закона Ленца ясно, что подобные силы опять-таки могут только останавливать движение колес. Ответ на этот вопрос предложили новосибирские исследователи В.В. Косырев, В.Д. Рябко и Н.Н. Вельман, которые независимо от Губера наблюдали похожие явления. В 1963 г. они получили авторское свидетельство на простой электродвигатель, состоящий всего-навсего из подшипника качения, в котором между внутренним и внешним кольцами пропускается ток в несколько ампер. Устройство приходит в движение после первоначального толчка и вращается в любую сторону со скоростью до 1000 оборотов в минуту. Независимо от Ж. Губера и группы новосибирских исследователей эффект наблюдал и английский физик

Р. Мильрой. В 1967 г. он предложил свой, более удобный вариант электродвигателя: вал из проводящего материала, продетый сквозь два подшипника, к внешним обоймам которых подводится ток. Подшипники вращаются благодаря эффекту Губера, только роль вагонных колес играют шарики или ролики, а рельсов – кольца. В описании изобретения новосибирские авторы так объясняют принцип действия двигателя: «Подвижная часть вращается в результате упругой деформации деталей при нагреве последних протекающим по ним электрическим током». В месте электрического контакта между кольцом и шариком металл нагревается, расширяется и подталкивает шарик, который перекачивается на новый, еще не нагретый участок кольца, а там все повторяется сначала. Возникает бегущая волна теплового расширения, которая постоянно преследует катящийся шарик. Увы, предположение о тепловой природе эффекта при более тщательном рассмотрении тоже оказывается неубедительным. Стальной подшипник вообще не должен вращаться со скоростью 1000 оборотов в минуту при столь быстром вращении температура должна быть одинакова по всей поверхности кольца.

На несовершенство обеих гипотез и электродинамической, и тепловой обратили внимание сотрудники Московского энергетического института К.М. Поливанов, А.В. Нетушил и Н.В. Татаринова. Они выдвинули [6] новую гипотезу: **причина движения – электрическая искра**, проскакивающая между катящейся деталью (колесом, шариком) и направляющей (рельсом, кольцом). Искровой разряд возникает главным образом позади точки касания. Мгновенно нагревая воздух в узком зазоре между металлическими деталями, искра вызывает резкое повышение давления, толкающее колесо или шарик вперед. В общем это искровые или,

говоря современным языком, плазменные двигатели. Чтобы доказать справедливость своей гипотезы ученые поместили двигатель Мильроя под вакуумный колпак. Когда воздух был из-под него откачан, двигатель остановился. Это достаточно убедительно говорит о роли искрового разряда, возникающего в воздушной среде. Недавно один из исследователей, профессор А.В. Нетушил в Московском институте тонкой химической технологии, вспомнил об эффекте.»

Як бачимо, П. Демін, аналізуючи різні експерименти з ефектом Губера, показав, що відносно струму I в контакті і колесі ні сили Ампера, ні Лоренца, ні закон Ленца не спроможні безпосередньо створити обертовий момент в колесі чи кульці. Теж стосується пружної деформації колеса чи кульки від нагріву місця контакту струмом I . Можливе пояснення вченими МЕІ полягало в пневматичній дії іскри на збігаючій стороні контакту. Однак, те що підшипник зупинився у вакуумі, де немає іскри, можливо було визвано тривіальним заклинюванням його внаслідок перегріву. Як показали наші досліді, заклинювання підшипників відбувається і в повітрі.

Пізніше під час проведення союзної методради з електротехніки в Київському політехнічному інституті КПІ Анатолій Володимирович Нетушил, демонструючи на кафедрі загальної електротехніки КПІ двигун Косирєва–Мільроя, висловив власні сумніви в іскровій природі ефекту Губера і запропонував нам провести власні дослідження ефекту. І дійсно, як показали досліді, наведені в книзі Пенера, ефект Губера (і без іскріння) чудово демонструвався за допомогою циліндра з ексцентриком і сталевими направляючими але був повністю відсутнім для алюмінієвих направляючих.

На якість ефекту також впливало мастило підшипників, за якого іскріння зменшувалося, а момент, навпаки, зростав. Однак, якщо кульки, як елементи що рухають обойму і вал, завдяки мастилу слизькі, то це повинно в наслідок збільшення ковзання зменшувати швидкість і момент. Однак досліди показують що навпаки швидкість ω і, відповідно, момент за наявності мастила зростають. Тому плазмова природа створення обертового моменту в двигунах Губера, Косирєва–Мильроя теж не підтвердилася.

1.3 Чому саме феромагнетики і мастило?

В книзі [Пеннер Д.Н., Угаров В.А. [7] *Электродинамика и специальная теория относительности* / М.: Просвещение, 1980, – 272 с.] наводиться оригінальний експеримент, пов'язаний з ефектом Губера.

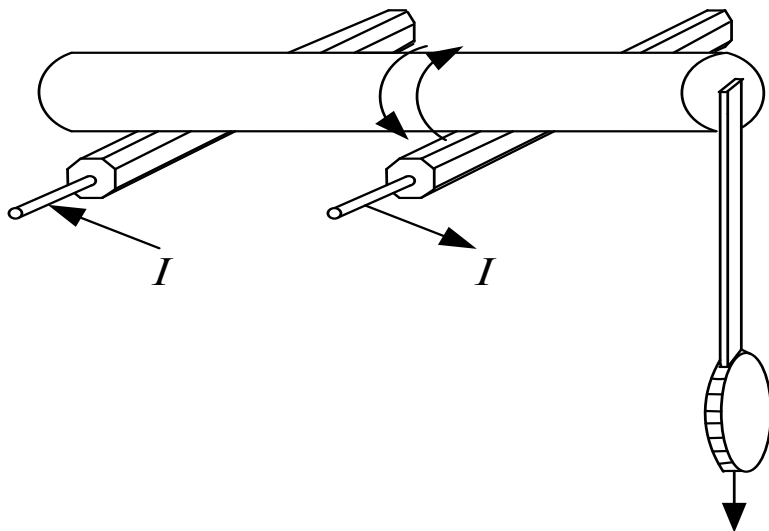


Рис.1. Експеримент Д.Н. Пеннера

«Одна из простейших систем для наблюдения эффекта состоит из двух направляющих (рельсы), питаемых переменным или постоянным током (рис. 1). Симметрия положенного на них круглого цилиндра должна быть нарушена смещением его центра тяжести относительно оси; наиболее просто это может быть сделано путем механического скрепления цилиндра с «маятником». Выведенный из равновесия цилиндр может часами колебаться без затухания, конечно, при наличии достаточного тока подводимого через рельсы. При колебаниях (а также при простом качении), как правило, слышно характерное хрустение искры, образующейся между сбегавшей поверхностью и рельсом. Механическое действие происходящих взрывов и подталкивает тела в направлении начатого движения. При помещении системы в высокий вакуум, что сложно, или, что проще, **при поливании направляющих подсолонной водой колебания прекращаются**, прекращается и хрустящий звук.

Любопытный факт, имеющий, вероятно, и практическое значение, заключается в том, что некоторые проводники, несмотря на видимое искрение при больших токах, не способны к появлению обычного эффекта; напротив, выведенные из равновесия, они быстрее останавливаются при наличии тока. Например, **колебания не возникают при выполнении направляющих из дюрала**. Наличие или отсутствие эффекта (или его ослабление) позволяет судить о физико-химических свойствах поверхностей соприкасающихся тел.»

Як витікає зі змісту, у вакуумну камеру установку (рис. 1) не поміщали, а при поливанні контакту соленою водою коливання зупинялися. Ймовірно, солонна вода зменшувала електричний опір контактів і, як наслідок, падіння напруги на контактах. Тоді, відповідно, зменшувалися заряди q на

контактах ($q = CU$) і, як буде показано далі, це зменшувало обертовий момент, маятник зупинявся. Важливим був дослід з алюмінієвими направляючими, за яких рух зупинявся. Тобто це однозначно підтверджує думку Губера про електромагнітну природу ефекту яка підсилюється в феромагнітному середовищі.

1.4 Підхід з позиції «чорної скриньки»

В статті [8] Грамма М.І. (журнал «Электричество» №12/2002 р.) пропонується для пояснення ефекту Губера використати принцип мінімуму сумарних витрат енергії кола, на який було вказано ще Максвелом і Хевісайдом. Дійсно реальна система завжди старається мінімізувати втрати енергії. Наприклад, електромагніт завжди діє на зменшення повітряного зазору. Потужність $F_{\text{втрат}}$ подається Граммом в наступній формі:

$$F(\vec{x}(t), t) = \vec{i}^T(t) R \vec{i}(t) - 2 \left[\vec{e}^T(t) \vec{i}(t) - \frac{\partial}{\partial t} W(\vec{x}(t), t) \right], \quad (3)$$

де W – енергія, яку запасено в реактивних елементах кола, $\vec{x}(t)$ – вектор-функція руху, R – матриця активних опорів, $\vec{e}(t)$ – вектор-функція е.р.с., i – струм.

Далі надамо частину тексту статті Грамма:

«Опыт показывает, что электрическое сопротивление контакта пары взаимно перекатывающийся проводящих тел (рис. 2) зависит от линейной скорости $U = \omega D/2$ движения точки контакта на что указывает значительное изменение тока $i(\omega)$ в цепи питания контакта постоянной ЭДС E с началом движения.

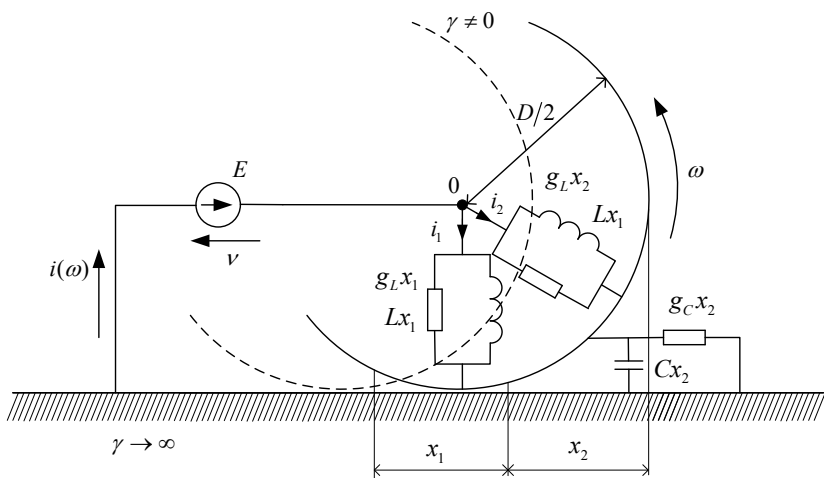


Рис. 2. Сопротивление контакта взаимно перекатывающихся проводящих тел

Очевидно, с точки зрения принципа минимума резистивной мощности этого факта достаточно, чтобы предположить влияние состояния цепи на угловую скорость вращения ω . Если начало вращения сопровождается падением мощности в цепи, то может появляться вращающий момент. Составляющую резистивного сопротивления контакта, обусловленную глубиной вдавливания, другими механическими причинами и демонстрируемую контактом при сколь угодно малом токе, будем игнорировать. Остановимся на «электродинамической» составляющей, обусловленной значительным током через контакт, перекатыванием и связанной с разрывами индуктивных микротоков, микро-разрядами и т.п. в зоне контакта. В общем сечении, по которому проходит ток этой составляющей, выделим две зоны – зону шириной x_1 , в которой ток начинает протекать по диску при накатывании, и зону шириной x_2 , в которой налаженный ранее в теле катящегося со скоростью V диска ток постепенно прекращается

(рис. 2). Если бы ток обеих этих фаз равнялись друг другу, то весь ток $i(\omega)$ был бы обусловлен лишь упомянутым выше сопротивлением площади механического контакта и не зависел бы от ω .

Из самой простой общей схемы протекания токов, представленной на рис. 2 и сводящейся к предположению о наличии в теле катящегося диска индуктивности Lx_1 и проводимости g_Lx_1 , прямо пропорциональных ширине x_1 первой зоны, можем записать для составляющей i_1 общего тока выражение:

$$i_1(\omega) = \frac{E\Delta t}{Lx_1} + Eg_Lx_1 = \frac{2Ex_1}{D\omega Lx_1} + Eg_Lx_1 = \frac{2E}{D\omega L} + Eg_Lx_1. \quad (4)$$

Для записи составляющей i_2 общего тока необходимо привлечь параметры нарастающего при откачивании диска зазора, которые примем пропорциональными некоторой ширине x_2 зоны протекания токов и зависящими от удельных по ширине параметров емкости Cx_2 и проводимости g_Cx_2 :

$$i_2(\omega) = \frac{E}{1/g_Lx_1 + 1/g_Cx_2} + A_1e^{p_1t} + A_2e^{p_2t}, \quad (5)$$

где характеристические корни

$$P_{1,2} = -\frac{g_L + g_C}{2C} \pm \sqrt{\left(\frac{g_L + g_C}{2C}\right)^2 - \frac{1}{LC}}. \quad (6)$$

Видим, что независимо от постоянных $A1$ и $A2$ определяемых начальными условиями, ток $i_2(\omega)$ может приобретать колебательный характер из-за неизбежно весьма малой емкости C . Количественно выражение (6) способно поэтому дать для $i_2(\omega)$ величину, сравнимую с $i_1(\omega)$. Вытекающая даже из столь простого представления многофакторность делает правомерными несколько моделей, характеризующихся разными соотношениями $i_1(\omega)$ и $i_2(\omega)$.

Пусть определяющим является ток $i_l(\omega)$ по (7), что соответствует близкому к линейному нарастанию сопротивления с ростом скорости вращения:

$$R(\omega) = A(\omega), \quad (7)$$

где A – экспериментально определяемый коэффициент.

Известно ([9], [10] и др.), что мощность, затрачиваемая на трение при вращении, растёт пропорционально квадрату угловой скорости:

$$P_f = B\omega^2, \quad (8)$$

где B – экспериментально определяемый коэффициент.

Считаем, что вся мощность, выделяемая током $i_l(\omega)$ в зоне контакта, идет на трение в зоне контакта, т.е. $A\omega i^2 = B\omega^2$.

Запишем функционал типа (3) для режима установившегося вращения, т.е. без учёта мощностей, затрачиваемых на ускорение:

$$F(\omega) = R_0 \frac{B}{A} \omega + B\omega^2 - 2E \sqrt{\frac{B}{A}} \sqrt{\omega}, \quad (9)$$

где R_0 – некоторое постоянное сопротивление, в величине которого учтено неизбежное ненулевое внутреннее сопротивление источника, начальное сопротивление контакта и т.п.

Получаемое из (9) уравнение $\partial F(\omega) / \partial \omega = 0$ может дать положительное решение в случае, когда детерминант

$$D = \left(\frac{R_0}{6A} \right)^3 + \left(\frac{E}{4\sqrt{AB}} \right)^2 \quad (10)$$

положителен. При положительном D это условие выполнено, если $\omega \in 0 \div 300$.

Таким образом, возрастание сопротивления контакта с началом вращения обеспечивает появление вращающегося момента

$M = \partial F(\omega) / \partial(\omega) \neq 0$ вплоть до достижения точки установившегося вращения. Как и в предыдущих примерах, вращение в этом случае приводит к падению рассеиваемой мощности в цепи вплоть до скорости ω , равной корню уравнения $\partial F(\omega) / \partial(\omega) = 0$. На рис. 3 представлены графики функции (9) и вращающего момента для близких к оценкам в эксперименте по значениям

$$A=B=10^{-3}, E=0,9, R_0=0,9 \quad \omega \in 0 \div 70.$$

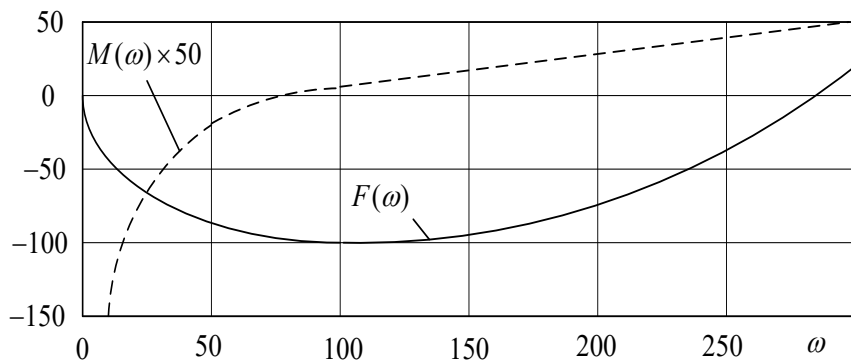


Рис. 3. График функции $F(\omega)$ и вращающегося момента $M(\omega)$ для экспериментальной пары с параметрами $A=B=10^{-3}$

Из (9) и рис. 3 следует, что вращающий момент при $\omega=0$ велик и вращение должно начинаться самостоятельно. Однако на практике это не наблюдается [1]. Таким образом, и составляющей $i_2(\omega)$ также может принадлежать существенная роль, которая скажется в виде падения сопротивления в самом начале движения. Примем в этой связи для сопротивления контакта более сложное, чем (9), описание:

$$R(\omega) = R_{C_0} + A\omega^3 - M\omega, \quad (11)$$

где R_{C_0} – начальное сопротивление контакта; A и M – положительные экспериментальные коэффициенты

В потерях на трение учтем мощность трогания P_0 :

$$P_f = P_0 + B\omega^2. \quad (12)$$

В результате получим функционал:

$$F_1(\omega) = R_0 \frac{B\omega^2 + P_0}{R_{c_0} + A\omega^3 - M\omega} + P_0 + B\omega^2 - 2E \sqrt{\frac{P_0 + B\omega^2}{R_{c_0} + A\omega^3 - M\omega}}. \quad (13)$$

Располагаем экспериментальными параметрами для пары скрепленных стальной осью шарикоподшипников диаметром 45 мм:

$$R_{c_0} = 0,02, \quad P_0 = 2, \quad A = 10^{-5}, \quad B = 0,025, \quad M = 10^{-4}.$$

На рис. 4 представлены кривые $F(\omega)$ и $M(\omega)$, полученные по формуле (13) при сопротивлении источника $R_0 = 2$ и ЭДС $E = 2$.

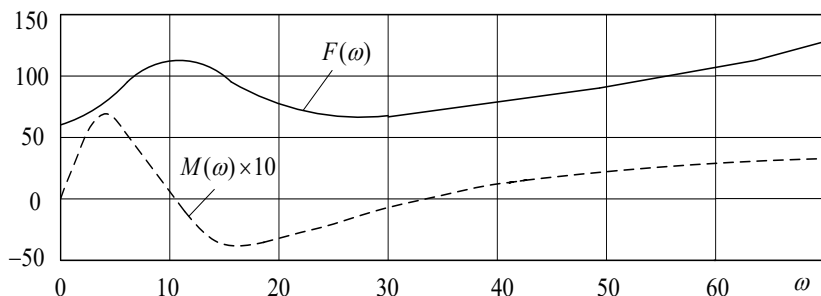


Рис. 4. Мощность потерь $F(\omega)$ и вращающий момент $M(\omega)$

для пары шарикоподшипников с параметрами

$$R_{c_0} = 0,02, \quad P_0 = 2, \quad B = 0,025, \quad M = 10^{-4}.$$

Положительный момент на начальном этапе свидетельствует о необходимости разгонять подшипники до скорости самостоятельного вращения. В дальнейшем электродинамика контакта тормозит вращение и **теоретически возможен генераторный режим**. В целом кривые по рис. 4 весьма точно отражают практические свойства вращения по Губеру.

Принцип минимума потерь, привлеченный к анализу эффекта Губера, раскрывает общность механизма вращения по Губеру и вращения в любой известной электрической машине, когда для создания вращающего момента необходимо создание зависимости энергии и мощности от угла поворота. При этом условия создания момента трогания, условия разгона и торможения в эффекте Губера, а также мероприятия по увеличению вращающего момента качественно весьма близки к известным для электрических машин. Ход расчетных кривых моментов вращения по Губеру указывает на возможность генерирования и рекуперации с его помощью. Количественный анализ на основе принципа минимума мощности потерь соответствует экспериментальным данным и при необходимости может служить для оптимизации параметров вращения по Губеру. Представляются сомнительным исключено высокие зарубежные оценки эффективности электромеханического преобразование по Губеру.»

Надамо деякі зауваження до матеріалу статті Грамма:

- 1. Для підгонки математичних викладок до деяких експериментальних даних М. Грамм чомусь вважає, що саме активний опір контакту залежить від швидкості V чи ω спочатку лінійно (формула (7)), а потім кубічно (11), оскільки для лінійної залежності графіки (рис. 3) $M(\omega)$ і $F(\omega)$ не відповідають дійсності. Але, виходячи з фізики процесу активний в усталеному режимі ($\omega = \text{const}, t \rightarrow \infty$) опір R взагалі не змінний і визначається лише усталеною температурою контактів. З позиції кібернетики стаття Грамма*

чудово ілюструє принципи «чорної скриньки» та множинності математичних моделей, де шляхом підгонки вхідних-вихідних змінних підбирається довільна структура і параметри моделі.

2. Однак, як буде показано далі, важливим моментом в статті Грамма є представлення струму $i(t)$ двома складовими $i_1(t)$ і $i_2(t)$, які долають область контакту, що створює комплексний активно-індуктивно-ємнісний характер.
3. Важливим є також допущення рекуперативного режиму роботи двигуна Ж. Губера на високих швидкостях ω . Це вимагає постановки експерименту з метою перевірки можливості рекуперації енергії в ефекті Ж. Губера. Хоча не всі електродвигуни мають рекупераційний режим.
4. З формули (6)

$$P_{1,2} = -\frac{g_L + g_C}{2C} \pm \sqrt{\left(\frac{g_L + g_C}{2C}\right)^2 - \frac{1}{LC}}$$

зовсім не витікає твердження, що для малих C корні комплексно-спряжені, а перехідний процес $i_2(t)$ коли-вальний. Скоріш це буде за великих C :

$$\sqrt{\left(\frac{g_L + g_C}{2C}\right)^2 - \frac{1}{LC}} = \frac{1}{C} \sqrt{\left(\frac{g_L + g_C}{2}\right)^2 - \frac{C}{L}}. \quad (14)$$

5. Однак, завдяки статті М.Ш. Грамма можна намітити дослід по перевірці можливості рекуперації енергії в ефекті Ж.Губера, розглядати дві зони в області контакту до- і після центральної точки, враховувати індуктивні і ємнісні складові електричного кола контакту, враховувати фундаментальний принцип мінімуму втрат енергії. Це важливо врахувати для подальших досліджень.

1.5. Стаття [9] С.С. Воронкова «Электродинамические силы Николаева»

Ми не будемо ні підтверджувати ні спростовувати теорію Г.Ніколаєва [10]

- про його сили,
- про стисливість світового середовища,
- про магнітну яму під дією градієнтної сили Г. Ніколаєва та ін.

Нехай цим займаються фізики-теоретики. Однак, надамо, для прикладу, пояснення деяких дослідів Ніколаєва шляхом використання класичної теорії.

Дослід 1: «Рухомий прямолінійний провідник 1 на підвісі розташовано на відстані $2 \div 4$ мм від інших провідників прямокутного контуру (рис. 5). Ємність C заряджується до $10 \div 20$ кВ. При пробіі проміжків між рухомим провідником 1 і не рухомими провідниками контуру, провідник 1 починає поступально рухатись вздовж напрямку струму в ньому в напрямку дії на нього по-вздовжньої сили F_{11} . Поперечні сили F_I реакції від провідника 1 прикладено до бокового нерухомого провідника 3 контуру».

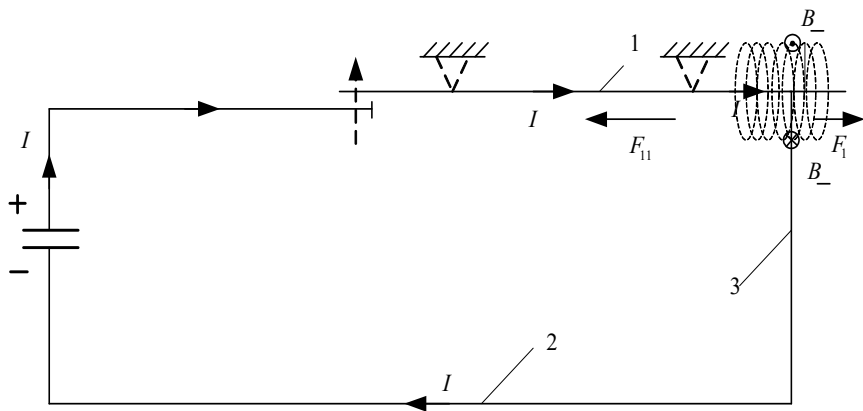


Рис. 5 Дослід Ніколаєва [10]

Просте пояснення: При пробі повітряного зазору в колі 1-2-3 утворюється струм I . В зоні контакту провідників 1 і 3 струм I , за законом Ампера (правило «лівої руки») провідник 1 створює, через його магнітне поле індукції B , силу Ампера F_1 , яка діє на нерухомий провідник 3. Однак струм I в провіднику 1 є частиною його тіла. Тоді за першим законом Ньютона сила F_1 дії на провідник 3 дорівнює силі F_{11} протидії на рухомий провідник 1, яка і приводить його до руху x :

$$F_1 = -F_{11}, \quad (15)$$

$$\text{де } F_1 = I \int_{\delta}^{\infty} B(l) dl \quad F_1 = m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad x(t) = \frac{F_1}{m} \int_{t_2}^{t_1} \frac{d^2 x}{dt^2} dt_1 dt_2, \quad B(l) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi l},$$

$$\text{тоді} \quad F_1 = \frac{I^2 \mu_0}{2\pi} \int_{\delta}^{\infty} \frac{dl}{l} = \frac{I^2 \mu_0}{2\pi} (-\ln l) \Big|_{\delta}^{\infty} = -\frac{I^2 \mu_0}{2\pi} \ln \delta =$$

$$= -\frac{4\pi \cdot 10^{-7} I^2}{2\pi} \ln(2 \div 4) \cdot 10^{-3} \cong -2 \cdot 10^{-7} I^2 \ln(3 \cdot 10^{-3}),$$

де I^2 змінюється у часі за експонентою $\approx I_{\max}^2 e^{-\frac{2t}{\tau}}$, $\tau = R \cdot C$. Далі С.С. Воронков стверджує, що теорія Г.В. Ніколаєва про дію дивергентної сили підтверджується експериментами по дослідженню ефекту Губера в роботах [6,5,10]. С.С. Воронков приводить результати експерименту по дослідженню електродвигуна Мільроя [6,10]. Подамо їх в оригіналі:

«Электродвигатель Мильроя (рис. 6) состоит из электропродвигателя вала (2) и двух подшипников (1), к внешним неподвижным обоям которых подводится постоянное напряжение. В экспериментальной установке используются два шариковых радиальных однорядных подшипника (внутренний диаметр – 7 мм, наружный диаметр – 19 мм, количество шариков – 6, диаметр шариков – 3,97 мм, подшипники 17 по ГОСТ 8338-75).

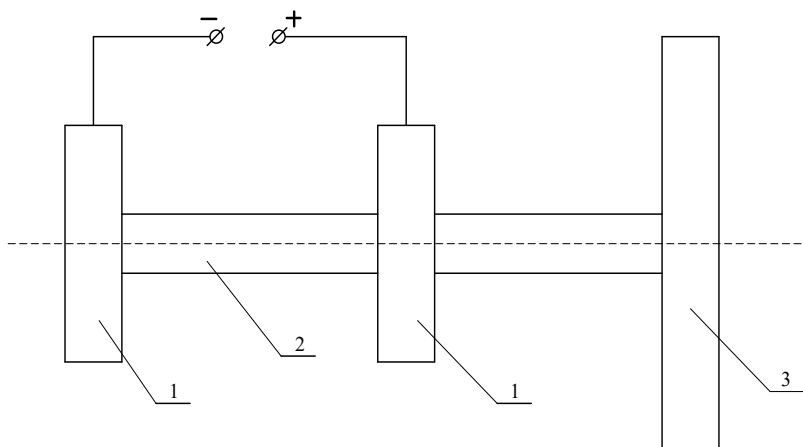


Рис. 6. Электродвигатель Мильеря: 1 – подшипники,
2 – стальной вал, 3 – маховик

В качестве источника питания использовалась аккумуляторная батарея на 12 вольт и 9 А/час. Измерялись напряжение на внешних обоях подшипников, сила тока и число оборотов вала двигателя. Перед работой **подшипники смазывались** индустриальным маслом. После подачи напряжения на внешние обоймы вал не вращается. Вращение вала начинается после предварительного толчка, и он быстро набирает устойчивые обороты. Причем направление вращения совпадает с направлением предварительного толчка, как в одну, так и в другую стороны, что подтверждает особенность дивергентной силы Николаева – она действует в направлении, совпадающем с направлением скорости движения мировой среды (электронов) при наличии дивергенции скорости. При вращении вала напряжение на внешних обоях подшипников составляет 2,4 В, сила тока достигала значения 150 А и постепенно падала, число оборотов составляло 1000 об/мин и также постепенно падало. При работе

установки смазка подгорает, подшипники разогреваются до температуры 80-120°C за достаточно короткий промежуток времени, порядка 1 мин. Падение силы тока при постоянном напряжении на внешних обоях подшипников вызвано, по всей видимости, ростом сопротивления цепи из-за подгорания масла. Когда подшипник, присоединенный к минусу батареи, так как он больше греется, «высох» – смазка вся испарилась, число оборотов начало падать и возникло визуально наблюдаемое искрение в подшипнике. После дополнительной смазки подшипников индустриальным маслом искрение исчезло, и число оборотов снова возросло. Это свидетельствует о том, что **искрение является отрицательным побочным эффектом**, а не причиной движения колесной пары в эффекте Губера, как предполагается в [11,12].

Рассмотрим причины, приводящие к вращению двигателя Мильроя. На рис. 7 представлен фрагмент подшипника.

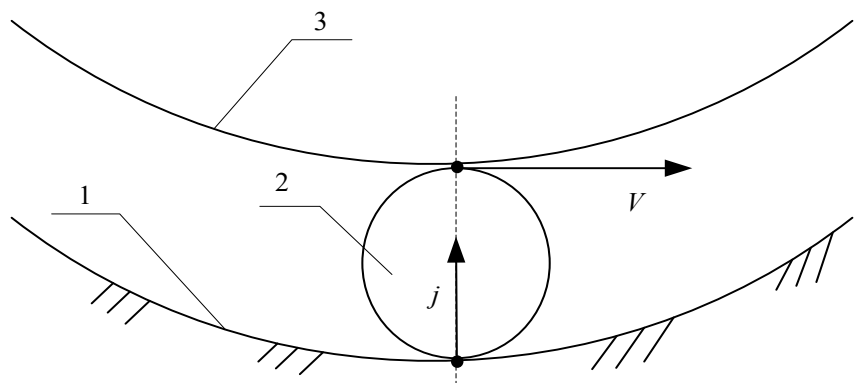


Рис. 7. Фрагмент подшипника: 1 – наружное неподвижное кольцо, 2 – один из шести шариков, 3 – внутреннее подвижное кольцо, j – плотность тока, V – касательная скорость шарика

При подаче напряжения на внешние обоймы подшипников через шарики подшипников протекает электрический ток, представляющий собой движение электронов – мировой среды. Так как мировая среда сжимаема, в направлении движения электронов через шарик будет существовать положительная дивергенция скорости $\text{div } V > 0$ (плотность мировой среды в направлении движения будет несколько падать, а скорость будет незначительно возрастать). Но наличие только дивергенции скорости не приводит к вращению вала. Необходим первоначальный толчок, создающий касательную скорость – V шарика. При наличии дивергенции скорости и касательной скорости шарика на шарики подшипников действует дивергентная сила Николаева, приводящая к их вращению и вращению, соответственно, вала двигателя Мильроя. Направление действия дивергентной силы Николаева на обоих подшипниках совпадает, но оно зависит от направления первоначального толчка, то есть от направления касательной скорости V движения шарика и совпадает с этим направлением.

Градиентная сила Николаева

Помимо силы Лоренца и дивергентной силы Николаева присутствует третий член:

$$F_{Ngrad} = -|q| \cdot \eta \cdot grad \left(\frac{V^2}{2} \right) \quad (16)$$

Назовем его градиентной силой Николаева. Анализ опытов Николаева [10] показывает, что некоторые из них объясняются действием силы (16).»

Для нас цікавим є сам дослід. Із дослідів з двигуном Косирєва–Мільроя витікають декілька важливих висновків:

1. Іскріння не допомагає обертанню.
2. Мазило підшипників покращувало роботу.
3. Підгоряння мастила збільшувало електричний опір контакту і, відповідно, нагрів кульок до 120°C (а може й більше), оберти зменшувались і, якби не було додаткового змазування свіжим (холодним) мастилом, можливо відбулося б заклинювання кульок і зупинка двигуна.
4. При напрузі джерела 2,4 В на кожний підшипник приходилося 1,2 В, на кожну кульку струм 150 А: $6 \cdot 25 \text{ А}$.
5. Рис. 7 має деякі некоректності:
 - густина j струму I не є сталою: $j = \frac{I}{S}$, а площа S змінюється приблизно від 0 до $\frac{\pi D^2}{4}$ і далі майже до 0
 - при русі кульки траєкторія J чи I в кульці теж змінюється, наближаючись до спіралі,
 - щоб однозначно стверджувати, що іскріння не допомагає обертанню слід провести дослід для підшипників без мастила;
 - мастило може позитивно впливати на ємність в зоні контакту, а де є ємність, там повинні бути і заряди q . Але ніким із авторів робіт [1,2,4] та С.С. Воронковим ємнісний ефект контакту взагалі не розглядався.

1.6. Закон Ампера

В статті Кузьміна В.В., Шпатенко В.С. [10] «О природе вращающего момента в двигателе Косирева-Мильроя» // Вісник КДПУ ім. Остроградського. – 2008, № 3, автори вважають, що в колісній чи підшипникових парах має місце взаємодія

струмів в направляючих (рейці чи обоймі) і колесі (кульці) за диференційною формою закону Ампера:

$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi R_{12}^3} (\vec{dl}_2 \cdot d\vec{l}_1 \cdot \vec{R}_{12}), \quad (17)$$

де R_{12} – відстань між елементами $I_1 d\vec{l}_1$ і $I_2 d\vec{l}_2$ струмів I_1 і I_2 . Інтегруючи по l_1 і l_2 , отримаємо силу F_{12} і, відповідно, момент M . Для існування не нульового значення моменту M необхідно (рис. 8) щоб кут між dl_1 і dl_2 був гострим. За нерухомого колеса (Рис.8а) він прямий, а за наявності обертowego руху автори вважають, що **траєкторія струму в колесі (кульці) буде децю вигнутою** (рис. 8, б).

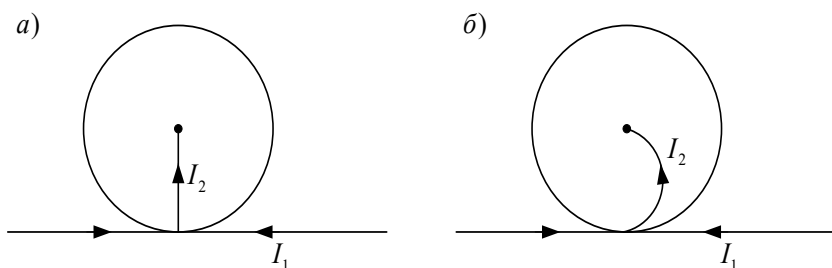


Рис. 8. Модель Кузьміна-Шпатенко

Далі автори кусочно-лінійно апроксимують траєкторію струму I_2 і кількісно розраховують обертовий момент M . Нам сподобалося простота розрахунку і електромагнітна природа моделі Кузьміна-Шпатенко. Це направило наші дослідження на подальше удосконалення моделі Кузьміна-Шпатенко (дивись далі). Однак, як виявилось потім, в моделі Кузьміна-Шпатенко і подальшої нашої модифікації мала місце принципова похибка: **момент, що виникає на одному колесі (чи одній стороні кульки)**

і момент на другому колесі (чи другій стороні кульки) направлено в різні сторони (рис. 9), а їх сума дорівнює нулю!

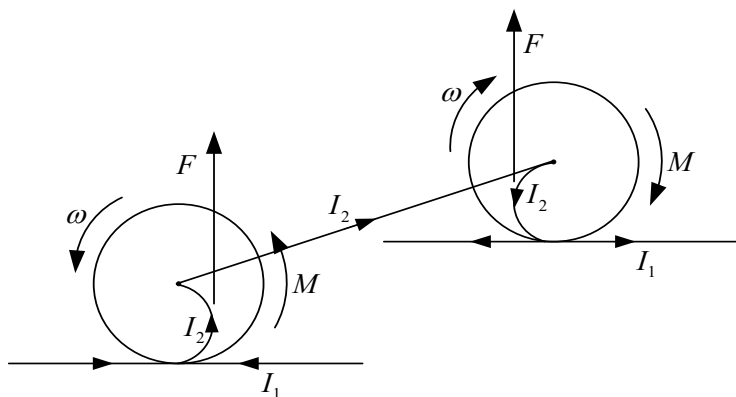


Рис. 9. Похибка Кузьміна-Шпатенко і наша

Однак ідея Кузьміна-Шпатенко про вигнутість траєкторії I_2 получила подальший розвиток в наших роботах по модифікації двигунів Губера і Косирєва-Мільроя.

1.7. Динамічна електризація

Аналіз можливого ефекту динамічної електризації в двигуні Губера (не надрукована стаття Сільвестрова А.М., Зіменкова Д.К.)

Для спрощення аналізу розглянемо дискретний варіант: контакт існує час Δt , потім миттєво переміщується по периметру на крок Δl . Для кутової швидкості $\Omega \left(\frac{\text{рад.}}{\text{с}} \right)$ і радіуса $r(m)$, число m дискретів Δl дорівнює:

$$m\Delta t = T, \Omega = \frac{2\pi}{T}, \text{ тоді } T = \frac{2\pi}{\Omega} = m\Delta t.$$

Звідси

$$m = \frac{2\pi}{\Omega\Delta t}. \quad (18)$$

Заряд Δq , що увійшов у колесо за час Δt при струмі I , дорівнює:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}, \Delta q = I \cdot \Delta t$$

або, з урахуванням (18),

$$\Delta q = I \frac{2\pi}{m\Omega}. \quad (19)$$

Під дією місцевої напруженості ε заряд Δq за час Δt перемістися від рейки в середину колеса приблизно на відстань:

$$\Delta x = U_L \cdot \Delta t = \beta \varepsilon \cdot \Delta t, \quad (20)$$

де β – коефіцієнт рухомості вільних електронів.

На наступному кроці Δt коло «рейка-колесо» на цій ділянці Δl розривається і на відстані Δx від поверхні заряд Δq зависає в тілі колеса, утворюючи власне електричне поле і, внаслідок надлишкової місцевої концентрації електронів, повільно рухається в напрямку осі. При цьому, відносно нерухомої системи координат, він рухається з кутовою швидкістю Ω або окружною

$$\Delta t U = \Omega(r - \Delta x) \approx \Omega r, \quad (21)$$

утворюючи струм переносу заряду Δq . Напруженість $\varepsilon(x)$ в тілі колеса суттєво менше напруженості ε в зоні контакту. Тому за один оборот (час T) переміщення $\Delta x \cong \beta \varepsilon(x) \cdot T$ також буде не великим. В результаті (за умови $\Omega \gg 0$) колесо по периметру матиме приблизно рівномірно розподілений заряд:

$$q = I \cdot \frac{2\pi}{m\Omega} \cdot m = I \frac{2\pi}{\Omega}, \quad (22)$$

тобто поверхня колеса буде наелектризованою.

Тоді струм переносу $I = q \cdot U$ буде взаємодіяти зі струмами рейки, утворюючи за законом Ампера пару сил F_a і, відповідно, M (рис. 10)

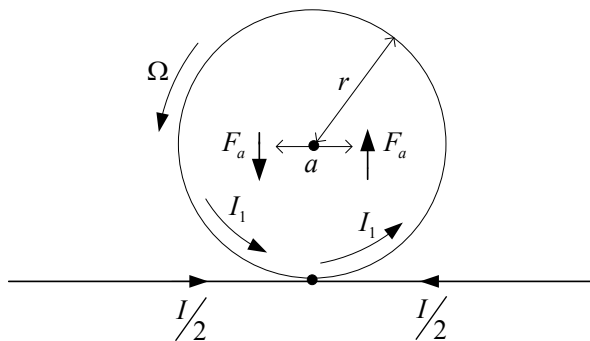


Рис. 10. Взаємодія струму I_1 переносу заряду q зі струмами рейки $I/2$

$$M \approx F_a \cdot a . \quad (23)$$

Чим більша Ω , тим менше проникнення Δx (20) заряду q в тіло колеса, тим більша контактна проти – е.р.с. $E_{\text{конт.}}$, тим менше різниця між е.р.с. джерела $E_{\text{дж}}$ і $E_{\text{конт.}}$ і, відповідно, менше струм I . За вимушеного обертання колеса з великою Ω можливо нульове і навіть від’ємне значення струму I (режим рекуперації).

Все це, можливо, і має місце в ефекті Губера, однак сумарний обертовий момент колісної пари дорівнює нулю, оскільки на другому колесі аналогічний момент (23) буде протилежного знаку. Тільки в запропонованих далі авторами модифікації двигуна Губера можна забезпечити односторонню дію моментів

1.8. Чому струм і магнітний потік збіглися за напрямом?

Стаття [14] Сильвестров А.Н., Зименков Д.К. «О природе эффекта Губера, возвращающего момента в двигателях Косырева–Мильроя». Кременчук: КНУ, Вип. 4/2010(63), с. 74-76.

Подано статтю в оригіналі:

«Двигатель (Рис.11) Косырева–Мильроя (два шарикоподшипника и вал) хоть и имеет на стыках-контактах шариков

(роликов) эффект Губера, но он не является основным в создании вращающего момента при прохождении тока по цепи: внешняя обойма (1) – шарики (ролики) (2) – внутренняя обойма (3) – вал (4) – внутренняя обойма (5) второго подшипника – шарики (6) – внешняя обойма (7).

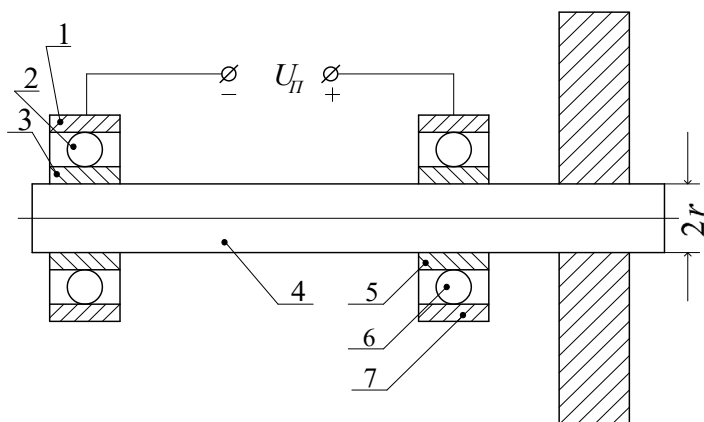


Рис.11. Электродвигатель Косырева–Мильроя

В работах [9] и [10] Воронковым С.С. для объяснения сути эффекта Губера [1], в частности обоснования существования магнитного поля, в макро-масштабе совпадающего по направлению с электрическим током, были предложены новые понятия, такие как «сила Николаева, обусловленная сжимаемостью мировой среды», «скалярное магнитное поле». Не оспаривая возможность существования в природе ещё не раскрытых свойств, постараемся дать объяснение процессам в двигателе Косырева–Мильроя на основе уже открытых законов электромагнетизма.

Во-первых, покажем, что магнитное поле, создаваемое током I в двигателе Косырева–Мильроя, обычное вихревое, а не «скалярное». Электрическое поле по цепи «минус источника U_n –

подшипник – вал – подшипник – плюс источника» неоднородно: небольшая напряженность ε_K поля будет в точках контакта шариков с обоймами и гораздо меньшая в обоймах и вале ε_ϕ . Скорость V_e направленного движения электронов в неподвижном проводнике пропорциональна напряженности поля. Точки контакта шариков левого подшипника (рис. 11) образно представляем (по аналогии с гидравликой) как сопла, через которые тонкими «струйками» на большой скорости в тело внутренней шайбы подшипника вбрасывается поток электронов. В теле шайбы и вала напряженность ε_ϕ намного меньше ε_K и соответственно меньше скорость направленного к правому подшипнику движения электронов (доли миллиметра в секунду). В то же время тело внутренней шайбы и поверхностного слоя вала имеет линейную с корость $\Omega \cdot x = u(x)$, намного большую, если x близко к r вала. Поэтому под обоймой и вблизи её излишка электронов, вошедших струйками в шайбу из шариков, образует пространственную траекторию в виде слегка сужающейся к середине длины вала спирали (рис. 12). Вправо от середины вала картина будет зеркальной.

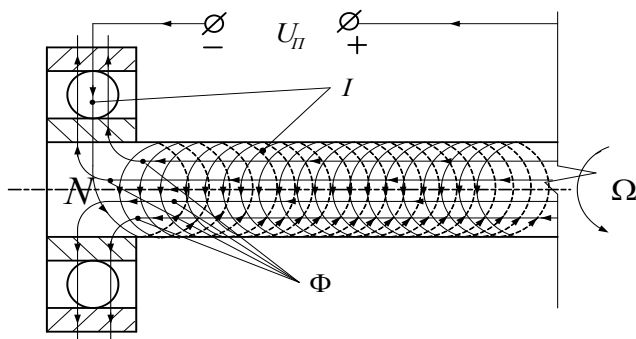


Рис. 12. Траектория движения одной из «струек» электронов

Сужение спирали связано с радиальными силами, так как имеет место небольшая разность потенциалов на поверхности и

на оси вала. Степень сужения и число условных витков спирали зависит от соотношения осевой напряженности ε_v поля и скорости Ω вращения вала. Общее число «витков» будет в n раз больше, где n – число шариков в подшипнике. Таким образом, вращающийся с частотой Ω вал с током I эквивалентен катушке индуктивности, магнитный поток Φ которой на её краях замыкается через шайбы и шарiki подшипников, совпадая по направлению с током I в подшипниках. То есть имеет место обычный вихревой магнитный поток, проходящий по валу – сердечнику «катушки», подшипниках и замыкающийся через воздушное пространство.

Во-вторых, покажем, что основные сила и вращающий момент в двигателе Косырева–Мильроя возникают не в шарике (ролике), а непосредственно во внутренней обойме подшипника, связанной с валом. Магнитный поток Φ (рис. 12), оставаясь равным потоку внутри «катушки», на его выходе через подшипники в пространство распределен неравномерно: магнитная индукция B_{min} в воздушных зазорах между шариками (роликами) подшипника минимальна, в промежутке пространства с шариком (роликом) – максимальна B_{max} (рис. 13):

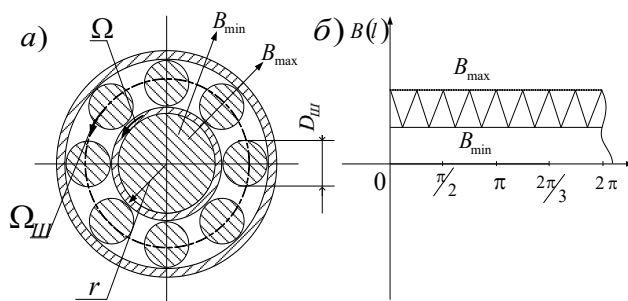


Рис. 13. Поперечный разрез по оси шариков (а) и зависимость (б) магнитной индукции B от угла $\alpha, \alpha \in [0, 2\pi]$

Угловая скорость Ω вала и внутренней обоймы подшипника в режиме двигателя вследствие трения всегда больше угловой скорости $\Omega_{ш}$ вращения шариков относительно оси вала: $\Omega > \Omega_{ш}$. Это неравенство справедливо и для окружающих линейных скоростей: $v > v_{ш}$, где

$$v = \Omega \cdot r, \quad v_{ш} = \Omega_{ш} \cdot \left(r + \frac{D_{ш}}{2}\right).$$

Это очевидно, так как при $\Omega = \Omega_{ш}$ шарики бы не вращались, что противоречит действительности. Поток Φ в промежутке между обоймами подшипников, в частности его переменная составляющая, будет двигаться относительно внутренней обоймы против ее движения с разностной скоростью Δv :

$$\Delta v = v_{ш} - v = (\Omega_{ш} - \Omega) \cdot r - \Omega_{ш} \cdot \frac{D}{2} \approx (\Omega_{ш} - \Omega) \cdot r < 0, \quad (24)$$

То есть относительно внутренней обоймы шарики движутся в противоположную сторону (рис. 14):

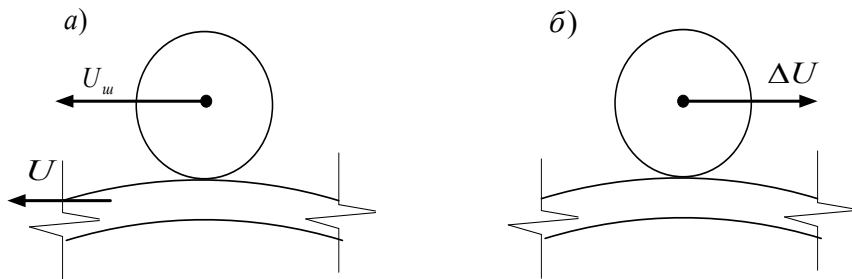


Рис. 14. Движение обоймы и шарика относительно неподвижной системы координат (а) и относительно обоймы (б)

Пространственная картина процесса представлена на рис. 15:

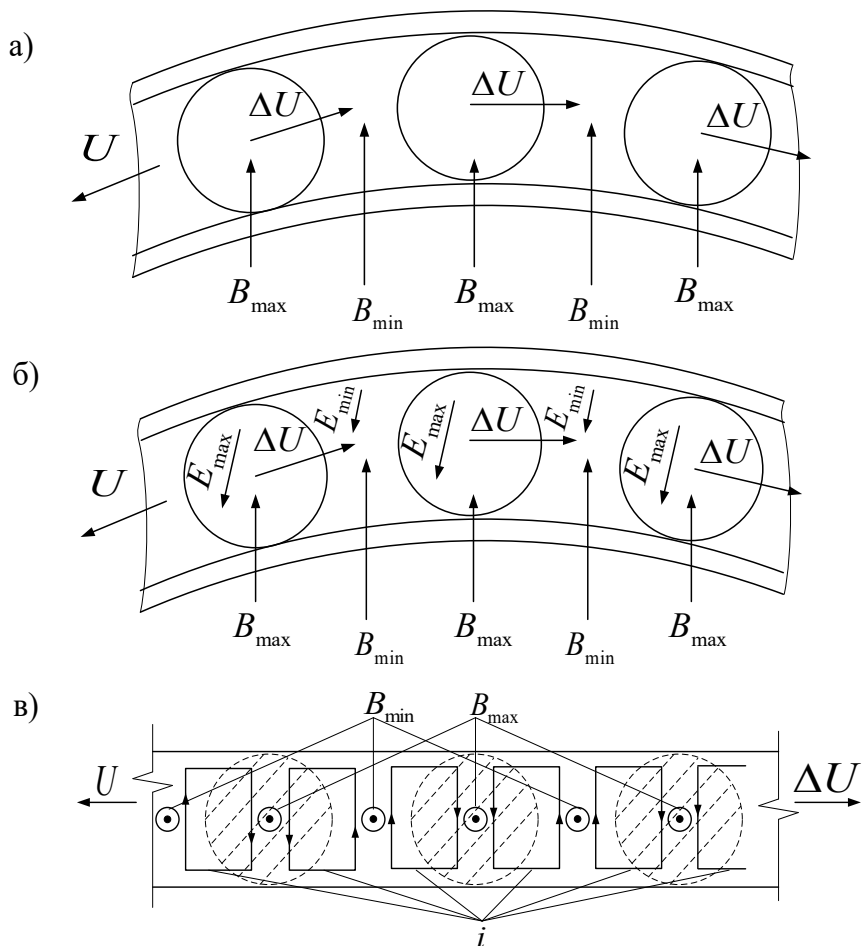


Рис. 15. Распределение $B(l)$ (а), ЭДС индукции (б) и индукционных токов i во внутренней обойме подшипника

Учитывая расположение векторов Δv и B (рис. 15, а) на основе закона электромагнитной индукции (правило правой руки) определяется направление и место расположения ЭДС индукции E_{\max} и E_{\min} (рис. 15, б), под действием которых образуются индукционные токи i (рис. 15, в). Далее, согласно закону Ампера,

токи I взаимодействуют с магнитным потоком Φ . Сила ΔF_a будет равна разности сил под шариком (роликом) и между ними

$$\Delta F_a \cong (B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2) \cdot 2i > 0, \quad (25)$$

где $l_2 \approx D_{III}$, l_2 – ширина шайбы подшипника, i – вихревой ток, равный $(E_{\max} - E_{\min}) \cdot G_k$,

G_k – проводимость контура тока, приближенно равная

$$\gamma \cdot \delta^2 / (2 \cdot l_2 + 2\pi \cdot r / n),$$

где γ – удельная проводимость тела шайбы, δ – ее толщина. Для роликподшипника $l_1 = l_2$. Сила ΔF_a направлена влево, т.е. в направлении скорости U и Ω . Для n шариков и двух подшипников сила будет в $2n$ раз больше.

Момент M подшипникового двигателя:

$$\begin{aligned} M &\cong 2n(B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2) \cdot 2 \frac{(E_{\max} - E_{\min}) \cdot \gamma \cdot \delta^2}{2(l_2 + \pi \cdot r / n)} = \\ &= 4n(B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2) \cdot 2 \frac{(B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2) \cdot v \cdot \Omega \cdot \delta^2}{2(l_2 + \pi \cdot r / n)} = \\ &= 2n(B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2)^2 \frac{\gamma \cdot \delta^2 \cdot \Omega \cdot r}{l_2 + \pi \cdot r / n} = \\ &= 2n^2(B_{\max} \cdot l_1 - B_{\min} \cdot l_2)^2 \frac{\gamma \cdot \delta^2 \cdot \Omega \cdot r}{n \cdot l_2 + \pi \cdot r}. \quad (26) \end{aligned}$$

Для двигательного режима M имеет сложную зависимость от Ω , так как B_{\max} и B_{\min} зависят от I , а I зависит от Ω (с увеличением Ω при неизменном Un ток I будет уменьшаться, вследствие уменьшения контактной напряженности ε_k).

Момент, возникающий в шарике (ролике), может быть подобен моменту, который возникает в двигателе Губера, но более вероятно имеет место взаимодействие магнитного потока через шарик(ролик) с током, проходящим вблизи поверхности шарика. В районе контакта взаимодействие поверхностного

тока I/n и индукции B_{max} создает пару сил Ампера, заставляющую шарик дополнительно вращаться вокруг оси между точками касания шарика. То есть происходит пространственное вращение шарика. Это приводит к спиралеобразной траектории движения электронов по шарiku и созданию результирующей пары сил, создающей вращательный момент (рис. 16).

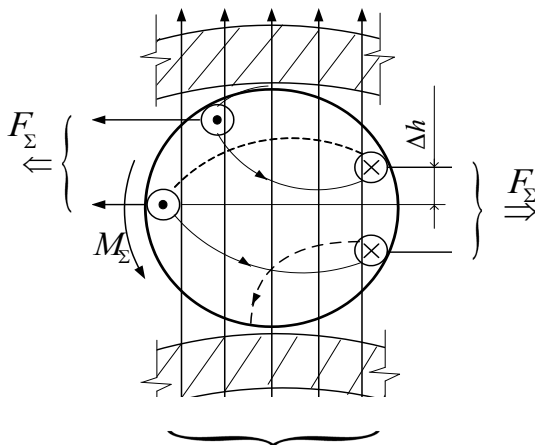


Рис. 16. Момент M_{Σ} , создаваемый шариком

Кроме M_{Σ} имеет место также небольшой вращающий момент от кулоновского взаимодействия зарядов в районе контакта. Однако основным будет момент (26).

Выводы:

1. Природа появления вращающегося момента в двигателе Губера (колесо и рельс) заключается во взаимодействии спиралевидного тока I в колесе с обоими токами $I/2$ в рельсе.
2. Природа появления вращающегося момента в двигателе Косырева–Мильроя (два подшипника и вал), в основном, заключается во взаимодействии магнитного потока, созданного

спиралью тока I в валі і модульованого переменним магнітним опоротивленням зазора між обіймами підшипника з індукційованими во внутрішній обіймі підшипника токами.»

Як буде показано в більш пізніших дослідженнях, зроблені в статті висновки 1 і 2 не протирічать природі ефекту Губера. Вони вказують на деякі складові ефекту, які все ж не є головним. Так висновок про те, що кульки підшипника є двигунами, протирічать дослідам в яких змазка підшипників зменшує тертя але збільшує швидкість Ω і момент M .

1.9. Закон Біо–Савара–Лапласа

Корисним для подальших досліджень буде використання закону Біо–Савара–Лапласа. Так, повертаючись до ідеї взаємодії струмів рейки і колеса в моделі Кузьміна В.В., Шпатенко В.С. [15], замінивши викривлену траєкторію струму I в колесі на кусково-ступенчасту, можна розрахувати обертовий момент (рис. 17), де

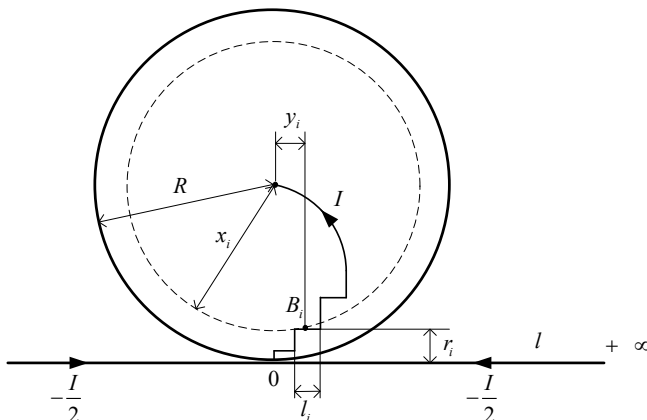


Рис. 17. Взаємодія струму $-\frac{I}{2}$ зі струмом I

R – радіус колеса, x_i – відстань від центру до i -ї полицки струму
 I , r_i – відстань i -ї полицки до рейки зі струмом $-\frac{I}{2}$, l_i – довжина
 рейки $(0, \infty)$. Креслення для розрахунку моменту подано на
 рис. 18.

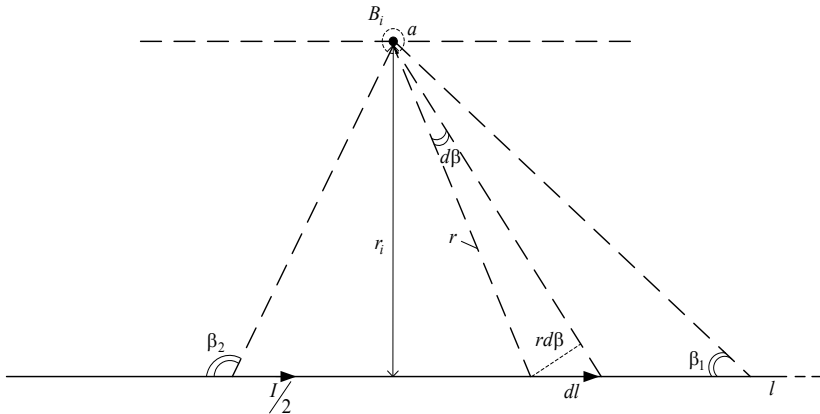


Рис. 18. Закон Біо-Савара-Лапласа

Відповідно до закону Біо-Савара-Лапласа (рис. 18)

$$dB_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl \sin \beta}{r^2}, \quad (27)$$

Оскільки

$$r = \frac{r_i}{\sin \beta}, \quad dl = \frac{r \cdot d\beta}{\sin \beta} = \frac{r \cdot d\beta}{\sin^2 \beta},$$

TO

$$dB_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot r_i d\beta \sin^3 \beta}{2r_i^2 \cdot \sin^2 \beta} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \sin \beta d\beta}{2r_i} \quad (28)$$

Проінтегрувавши (28) за кутом β в межах від β_1 до β_2 , отримаємо магнітну індукцію B_1 в точці «а»:

$$B_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{2r_i} (\cos\beta_1 - \cos\beta_2). \quad (29)$$

Прийнявши рейку нескінченно довгою, отримаємо, що $\beta_1 \rightarrow 0$, $\cos\beta_1 \rightarrow 1$.

Кут β_2 визначимо з геометрії системи «колесо-рейка»:

$$\beta_2 = \pi - \arctg \frac{r_i}{y_i}. \quad (30)$$

Внаслідок малості l_i будемо вважати B_i на l_i однаковою. Тоді сила F_i Ампера дорівнюватиме:

$$F_i = B_i \cdot l_i \cdot I = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I^2 \cdot l_i \cdot (1 - \cos\beta_2)}{2r_i} = \frac{\mu_0}{8\pi} \cdot \frac{I^2 \cdot l_i [1 - \cos(180^\circ - \arctg \frac{r_i}{y_i})]}{r_i}, \quad (31)$$

або наближено
$$F_i \cong \frac{\mu_0}{8\pi} \cdot \frac{I^2 \cdot l_i \cdot 2}{r_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I^2 \cdot l_i}{r_i} \quad (32)$$

Відповідно момент M_i , як добуток:

$$M_i = F_i \cdot y_i. \quad (33)$$

Сумарний момент
$$M = \sum_{i=1}^n M_i, \quad (34)$$

де n – кількість сходинок в апроксимації траєкторії струму I в колесі.

1.10. Спіралеподібний рух електрики в колесі

Стаття [14] Сільвестров А.М., Зіменков Д.К. «О природе эффекта Губера» у віснику КДУ ім. М. Остроградського, випуск 4/2010 (63). Частина 2.

Надамо деякі частини тексту статті:

«Цель работы. Уточнить концепцию Кузьмина В.В., Шпа-тенко В.С. [15].

Уточнение1.

Двигатель Косырева В.В. – это вал с двумя подшипниками, к внешним обоймам которых подключен источник электроэнергии. Как и в двигателе Губера, момент возникает при наличии вращения вала. Авторы статьи [13] считают, что в обоих двигателях имеет место один и тот же эффект Губера.

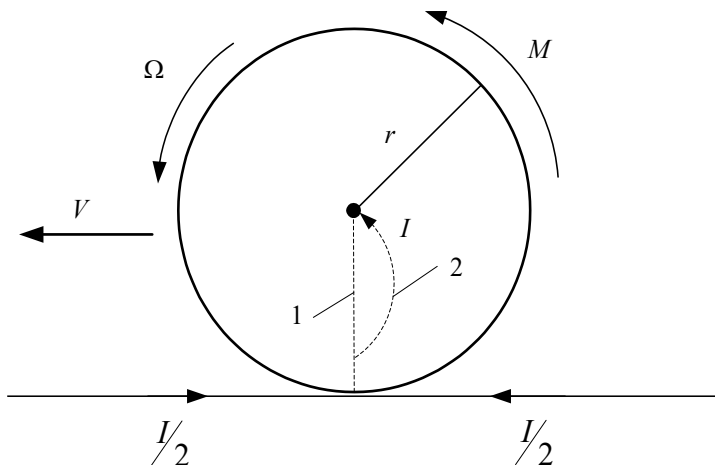


Рис. 19. Траектория средней линии тока

Предположение об искривлении траектории [13] совершенно верно. Однако для реальных скоростей v_I направленного к центру движения электронов в теле диска

$$v_1(x) = \beta \cdot \varepsilon(x) \quad (35)$$

и скорость вращения тела диска

$$v_2(x) = \omega \cdot x, \quad (36)$$

где β – коэффициент свободного пробега электрона в металле, $\varepsilon(x)$ – напряженность электрического поля в теле колеса, как функция расстояния x , $x \in [0, r]$, учитывая, что $v_2(x)$ при x близком к r намного больше $v_1(x)$, траектория тока I будет

иметь вид спирали с неравномерным шагом («анти-спираль» Архимеда).

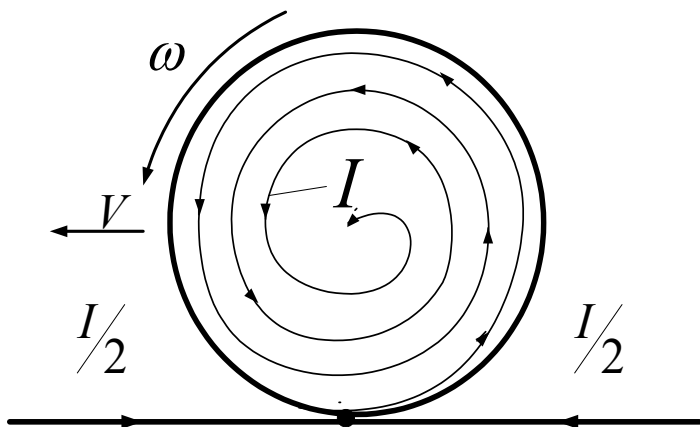


Рис. 20. Траектория средней линии тока при $v_2(x) \gg v_1(x)$

Плотность тока в движущейся среде [17] состоит из двух составляющих

$$j(x) = \rho \cdot u(x) + j_{np}(x), \quad (37)$$

где ρ – объёмная плотность зарядов, $u(x)$ – скорость элемента среды на расстоянии x относительно наблюдателя,

$$j_{np}(x) = \gamma \cdot E(x) = \rho \cdot v^2(x), \quad (38)$$

$\rho \cdot u(x)$ – плотность конвекционного (переносного тока),
 $j_{np}(x)$ – плотность тока проводимости, где $v_1(x)$ – скорость движения зарядов относительно тела диска и шарика.

Тогда, учитывая, что при x близком к r , $U(x) \gg v_1(x)$ получим траекторию средней линии тока I в виде спирали (рис. 20). Причем число витков спирали может быть намного

большим, чем изображено на рис. 20. Следовательно, имеет место действие закона Ампера, закона взаимодействия токов $I/2$ и I , как слева, так и справа от контакта колеса с рельсом. Ток $I/2$ справа от контакта, взаимодействует с током I , согласно закону Ампера, создает отталкивающую силу, слева – притягивающую. При удалении от точки касания эти силы убывают, но возрастает их плечо. В результате, имеем механический момент, вращающий диск в сторону уже имеющегося вращения. Для определения момента необходимо записать уравнение спирали тока I , закон Ампера в дифференциальной форме, умножить на плечо, и проинтегрировав его по траекториям правой и левой части круга, получить выражение для момента. Приближенный упрощенный расчет момента может быть подобен до расчета в работе [2], где вместо тока I следует взять ток I , умноженный на число витков спирали вблизи $x=r$ и еще раз умножить на 2, т.к. имеет место взаимодействия токов $I/2$ и I с двух сторон от точки касания.

Уточнение 2. Наличие вращения тела токопроводящего диска относительно неподвижного рельса со встречными индукциями тока $I/2$ (рис. 20) создает условия для возникновения явления электромагнитной индукции.

Рассмотрим, как это повлияет на момент двигателя Косырева–Мильроя. Согласно рис. 21 точка качания a диска рельсы со встречно текущими и входящими в диск токами $I/2$ перемещается вдоль рельс и по периметру диска со скоростью $v = \omega \cdot r$. Перейдем от неподвижного наблюдателя к системе координат неподвижной относительно тела диска. В этой системе имеет место движения точки a по периметру диска с угловой скоростью – ω , и линейной – U . В окрестности точки a , токи $I/2$ создают магнитные потоки перпендикулярно

направленные к плоскости диска с убывающей, по мере удаления l от точки a , магнитной индукцией (рис. 21).

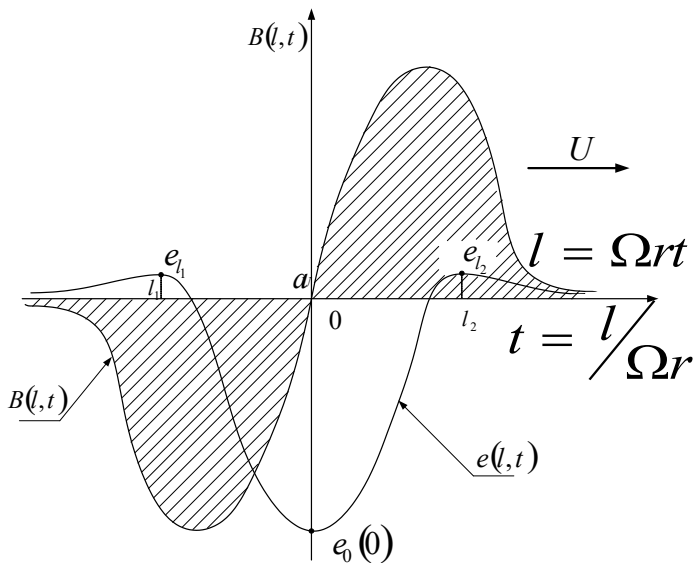


Рис. 21. Зависимость B от l и t

Согласно закону электромагнитной индукции, бегущая волна $B(l, t)$ в окрестности S точки a наводит Э.Д.С. индукции (рис. 21):

$$e(t) = -S \frac{dB}{dt} . \quad (39)$$

Горизонтальная ось графика на рис. 21 может быть проградуирована как по времени t , так и по расстоянию l от точки a . В один и тот же момент времени $t=0$ в точке a согласно (39) наводится Э.Д.С. $e_0(0)$, в точках l_1 и l_2 соответственно (39) e_{l_1} и e_{l_2} , территориально сдвинутые по периметру диска на $\pm l$ (рис. 22).

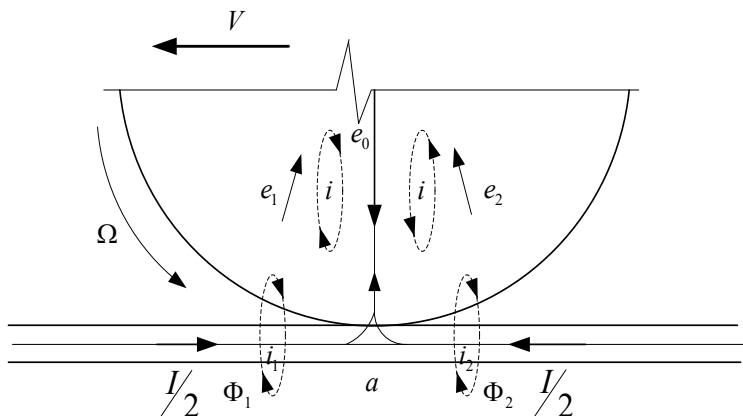


Рис. 22. Топография токов, потоков и э.д.с. в окрестности контакта a

Индукционные токи i_1 и i_2 , взаимодействуя с токами $I/2$ рельса слева и справа от точки a , создают небольшие силы отталкивания колеса от рельсы и нагревают тело колеса. Их ощутимое действие лишь тепловое. Тогда как Э.Д.С. e_0 , согласно явлению электромагнитной индукции всегда направлена так, чтобы уменьшить причину ее вызвавшую, то есть против тока I в точке контакта. Этим объясняется уменьшение тока I при увеличении Ω (увеличения $\frac{dB}{dt}$ в (39)).

В случае переменного тока качественная картина процессов существенно не изменится, так как с изменением знака токов $I/2$ соответственно изменяются знаки всех зависимых от токов $I/2$ переменных: I , i_1 , i_2 , e_1 , e_2 , e_0 , Φ_1 , Φ_2 . Увеличатся лишь потери на нагрев.»

На жаль, тут також не враховано те, що на другому колесі колісної пари Губера чи кульок підшипника виникає момент протилежного напрямку. Однак «Уточнение 2» є важливим: за законом електромагнітної індукції воно пояснює чому зі збільшенням швидкості V чи Ω зменшується струм i

натякає на можливість рекупераційного режиму за досить великої Ω , створеної зовнішнім приводом.

1.11. Модифікація колісної пари Губера

Розглянемо модифікацію колісної пари Губера (рис. 23), в якій обертові моменти на обох колесах направлено в одному напрямку.

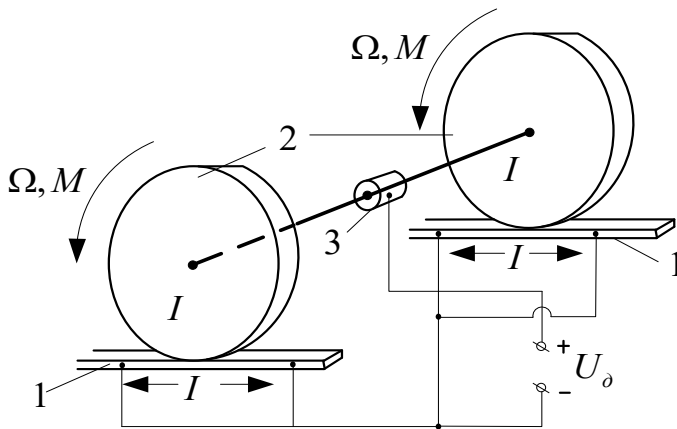


Рис. 23. Модифікація колісної пари Губера, де 1 – рейка, 2 – колеса, 3 – підшипник-контакт з батареєю U_∂

В такій децю ускладненій конструкції ковзний контакт з джерелом напруги U_∂ реалізується за допомогою підшипника-двигуна Косирєва–Мільроя. Отже, маємо **комбінацію двигунів Губера і Косирєва–Мільроя**, яка дозволяє утворювати **однакові** обертові моменти на обох колесах. Однак залишається не з'ясованим механізм виникнення обертового моменту в підшипнику і в базовій конструкції колісної пари Губера. І, взагалі,

чи буде взаємодія за законом Ампера струмів в рейці і колесі основною причиною в створенні обертового моменту M (рис. 23).

1.12. Як створити ненульовий пусковий момент

В статті [15] Сільвестрова А.М., Зіменкова Д.К., Трубіцина К.В. «Проблема пояснення ефекту Губера та її вирішення» Кременчук: КНУ, 2015, Вип., 1/2015(3), 123-126 с.

Подано в оригіналі частину матеріалу, який відсутній в попередніх публікаціях:

«1). Чому утворюється обертовий момент і чому оберт припиняються у вакуумі.

Припущення [2] про викривлення траєкторії струму в колесі чи кульці, справедливе. Однак для реальний швидкостей V_1 руху до (або від) центра колеса електронів

$$V_1 = \beta \varepsilon(x) \quad (40)$$

і їх переносу тілом колеса чи кульки, які обертаються з кутвою швидкістю ω ,

$$V_2 = \omega x, \quad (41)$$

де β – коефіцієнт рухомості електронів в металі, $\varepsilon(x)$ – напруженість електричного поля, x – відстань траєкторії до осі, для x близького до радіуса r колеса чи кульки швидкість V_2 набагато більша від V_1 . Тобто траєкторія руху кожного з електронів буде мати вигляд спіралі (рис. 24). При обертанні колеса точка дотику a переміщується по окружності колеса зі швидкістю ωr , заряджаючи периметр колеса від'ємним чи додатнім зарядом залежно від полярності джерела струму. Тобто має місце явище **динамічної електризації** струмопровідного колеса. Так, якщо рейка має від'ємний потенціал, то з неї в колесо, в

конкретну мить t_l під дією досить великої напруженості ε_k електричного поля в точці дотику a , входять вільні електрони. Точка дотику переміщується і ці електрони під дією невеликої напруженості електричного поля в тілі колеса дуже повільно рухаються до осі. Так як множина моментів t_l утворює континуум, то має місце розподілений у часі і просторі колеса рух електронів.

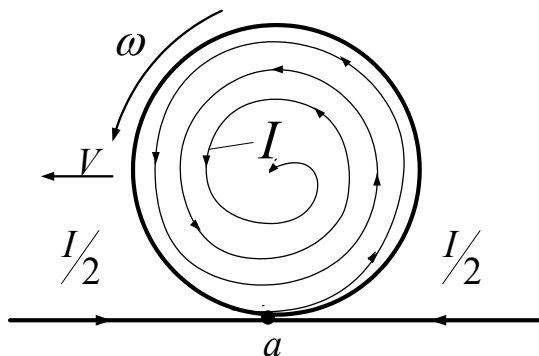


Рис. 24. Траєкторія струму в колесі, що рухається

Тому вектор густини струму $\vec{j}(x)$ буде мати дві складові:

$$\vec{j}(x) = \rho[\vec{V}_1(x) + \vec{V}_2(x)], \quad (42)$$

де ρ – об’ємна густина зарядів в тілі колеса.

Чим більша ω , тим більша $\vec{V}_2(x)$ за майже не змінної від ω радіальної складової $\vec{V}_1(x)$, особливо, якщо x близьке до r . За законом Ампера тангенціальна складова $\rho\vec{V}_2(x)$ багатовиткової спіралі струму взаємодіє зі струмами $I/2$ направляючої, створюючи справа від точки дотику відштовхуючу, а зліва – притягуючу сили Ампера, а відповідно і обертовий момент.

Якщо для першого наближення в зоні дотику вважати струми рейки і переносу в колесі з правого боку антипаралельними, а з

лівого – паралельними і однаковими з середньою відстанню між ними δ_{cp} і довжиною зони l , то сила Ампера F_a дорівнюватиме

$$F_a = \pm \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{2} \frac{l}{2\delta_{cp}} = \pm \frac{\mu_0}{8\pi\delta_{cp}} I^2 l \approx \frac{10^{-12}}{\delta_{cp}} I^2 l. \quad (43)$$

Обертовий момент від пари цих сил:

$$M = F_a l = \frac{10^{-12}}{\delta_{cp}} I^2 l^2, \quad (44)$$

де $\mu_0 = 4\pi 10^{-12}$ – магнітна стала.

З (44) витікає, що чим більший радіус r колеса, тим більше співвідношення l^2/δ_{cp} і, відповідно момент M . Тому для створення якомога більшого моменту можлива конструкція двигуна з близькими діаметрами направляючої і колеса та спільного колінчатого валу (рис. 25), який переводить рух по направляючій в обертовий рух головного валу.

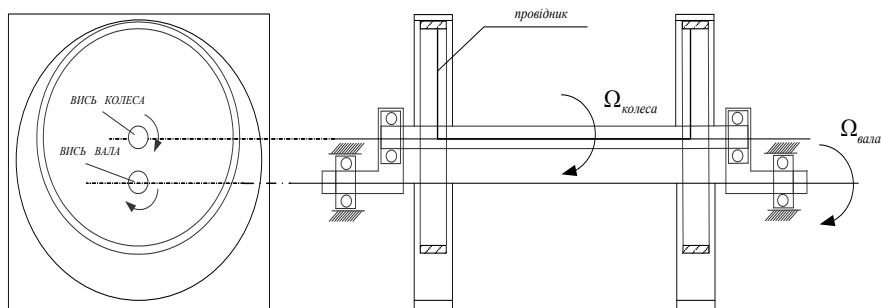


Рис. 25. Система з колінчатим валом

За невеликих струмів ($I = 20A$) іскріння в зоні дотику майже відсутнє. Тобто обертовий момент утворюється на основі електромагнітної взаємодії за законом Ампера.

2). Як модернізувати двигун Ж. Губера, щоб отримати не нульовий пусковий момент.

Для цього достатньо замінити цільнометалеві колеса колісної пари на модифіковані, як показано на рис. 26.

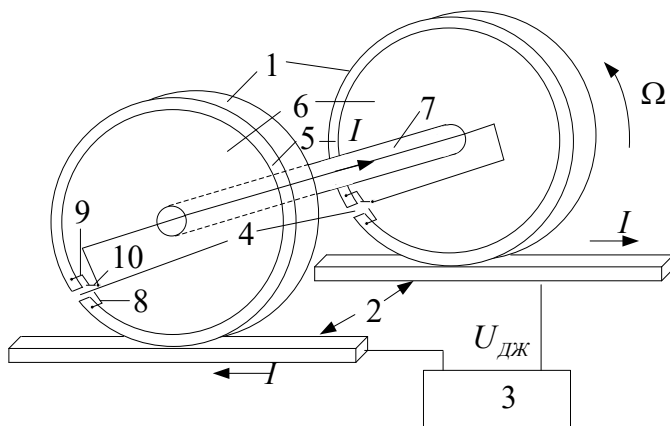


Рис. 26. Модифікована колісна пара

Електродвигун (рис.27) складено з колісної пари 1, направляючих 2, джерела струму 3. З метою створення пускового моменту та простого реверса руху, колеса колісної пари 1 мають розрізаний зазором 4 феромагнітний обід 5, електрично ізольований від тіла колеса ізоляційним матеріалом 6 і електрично з'єднаний з провідником у валі 7 двома провідниками 9,10 через перемикач 8, який залежно від бажаного напрямку руху закорочує один із контактів провідників 9 чи 10. Наприклад, якщо закорочено контакт 9, і зазор 4 в момент пуску не співпадає з точкою дотику колеса до направляючої, то між зустрічно направленими у просторі струмами направляючої 2 і ободу 5, через взаємодію їх магнітних полів, виникає сила Ампера; і навпаки, якщо замкнено контакт 10, сила взаємодії струму виникає зліва від точки дотику і

обертання колеса буде протилежним. Для перетворення лінійного руху в обертний достатньо зробити направляючі кільцевими з використанням декількох колісних пар увімкнених послідовно-паралельно до джерела напруги (рис. 27).

Єдине положення колеса відносно направляючої, за якого струми колеса і направляючої не взаємодіють і обертний момент відсутній, це якщо точка дотику співпадає з точкою підключення провідника замкненого контакту (на рис. 26 це контакт 9). Але достатньо двох колісних пар з різним положенням зазору щоб ліквідувати цю «мертву» зону.

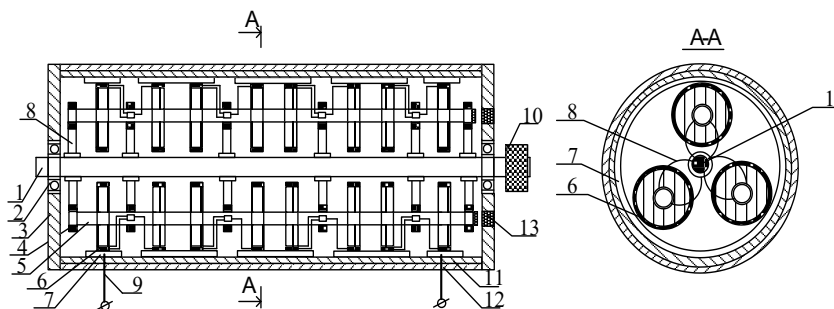


Рис. 27. Змішане включення колісних пар

На рис. 27 позначено: 1 – головний вал, 2 – підшипники головного валу, 3 – металеві торцеві частини корпусу, 4 – підшипники спільного трубчастого валу 5 колісних пар 6, 7 – направляючі колісних пар, 8 – пружні кріплення підшипників 4 до головного валу, 9 – ізольована проводка струму від одного полюса джерела через контакти «колеса – направляючі» до другого, 10 – муфта, 11 – ізоляційний циліндр, 12 – металевий циліндр корпусу, 13 – електромагнітний перемикач жил проводки від ободу 5 до осі 7 колісних пар (рис. 25).

Експериментальне підтвердження виникнення пускового моменту

При підключенні струму $I=5A$ о направляючих колісна пара (рис. 26) починала рух. Щоб розрахувати пусковий момент M скористаємося законом Ньютона $ma = F = M/D/2$ або $J \frac{d\omega}{dt} = M$, де m, J – маса або момент інерції колісної пари; $a, \frac{d\omega}{dt}$ – лінійне або кутове прискорення. Двічі проінтегрувавши ці рівняння, отримаємо $mx = \frac{M}{D/2} \frac{t^2}{2}$ або $\varphi = \frac{M}{I} \frac{t^2}{2}$, де $m = 0,4 \text{ кг}$, $x = 0,075 \text{ м}$, $\varphi = \pi$ радіан, $t \cong 1 \text{ сек}$, $D = 0,1 \text{ м}$. Момент M за обома формулами, враховуючи наближеність склав $0,006 \pm 0,001 \text{ Нм}$. Згідно (44), момент пропорційний квадрату струму. Так для струму $I = 25A$ пусковий момент складе вже $0,15 \text{ Нм}$. За не нульової кутової швидкості ω , струм і, відповідно, момент можна ще збільшити. Так як точка дотику колеса до направляючої постійно зміщується, це запобігає приварюванню колеса до направляючої.

Висновок

1. З аналізу існуючих пояснень ефекту Ж. Губера та власних досліджень підтверджено гіпотезу Ж. Губера про електродинамічну природу ефекту.

2. На основі тільки класичної електродинаміки пояснено природу і всі особливості процесів в електродвигунах, побудованих на ефекті Ж. Губера.
3. Запропоновано модифікацію двигуна Ж. Губера, яка має не нульовий пусковий момент і можливість реверсу.»

Як зараз бачимо, хоч гіпотеза взаємодії струмів колеса і рейки вірна тільки для одного колеса, (рис. 23), для пари – ні, в той час вона допомогла створити модифікацію колісної пари з не нульовим пусковим моментом (рис. 26) та електродвигун (рис. 27). Нажаль, внаслідок неякісних токарних робіт і досить слабкого моменту двигун (рис. 27) не запрацював.

1.13. Про електродинамічні процеси в тілі колеса

Подано частину не надрукованої статті Сільвестрова А.М., Степанчука А.М., Зіменкова Д.К. «Пояснення та розвиток ефекту Губера», пов'язану з аналізом силової взаємодії окремих частин спіралі струму в колесі двигуна Губера:

«Усі попередні дослідження були сконцентровані на поясненні сил і моментів, виникаючих у зоні контакту колеса з направляючою. Без уваги було залишено процеси в самому колесі. Чи не є вони складовою загального моменту?

Якісний аналіз процесів у колесі

Нехай з негативно зарядженої направляючої в колесо, що має менший за абсолютною величиною потенціал, під дією максимальної в точці дотику напруженості $\varepsilon \left(\frac{D}{2} \right)$ електричного поля, входять електрони. Під дією різко падаючої напруженості

$\varepsilon(x)$, де $x \in \left[\frac{D}{2}; 0\right]$, та конкретної швидкості $U(x) = \Omega \cdot x$ руху середовища колеса, встановлюється траєкторія густини струму $J(x) = \rho \cdot \vec{U}(x) + \gamma \cdot \vec{\varepsilon}(x)$, де γ – питома провідність, ρ – об’ємна густина заряду. При $x \rightarrow \frac{D}{2}$ складова струму переносу більша струму провідності, що і створює спіралеподібну траєкторію руху електронів середовища колеса. Чим більше Ω і D , тим більше $\rho \cdot \vec{V}(x)$ і більше витків спіралі. Для $\Omega = 0$ має місце тільки радіальна складова струму. Щоб пояснити, чому момент в ефекті Губера екстремально залежить від швидкості Ω обертання, розглянемо три випадки:

1. Якщо $\Omega = 0$, струм переносу відсутній і момент нульовий.
2. Якщо Ω дуже велика, траєкторія сумарного струму наближаються до окружностей, а момент до нуля.
3. Існує швидкість Ω^* , за якої момент максимальний.

У першому випадку (рис. 28, а) траєкторія струму I в середовищі колеса радіальна і створене ним магнітне поле індукції B зі струмом не взаємодіє. У другому (рис. 28, б) елементарні відрізки $I \cdot dl_1$ та $I \cdot dl_2$ згідно з законом Біо–Савара–Лапласа взаємодіють між собою своїми магнітними полями, створюючи сили Ампера dF_{12} і dF_{21} , в силу наближення траєкторії струму до окружності, плечі r_1 та r_2 цих сил наближені до нуля, відповідно буде наближенням до нуля і момент. Лише в третьому випадку (рис. 28, в) існує така Ω^* , за якої елементарні моменти $dF_{12} \cdot r_1$ і $dF_{21} \cdot r_2$ і відповідно сумарний момент M будуть максимальні.

Це підтверджено експериментально в двигунах В.В. Косирєва, В.Д. Рябко, Р.А. Мільроя, але не пояснено.

а) $\Omega=0, M=0$ б) $\Omega \gg \Omega^*, M_{\min} \approx 0, r_{\min} \approx 0$ в) $\Omega^*, M_{\max}, r_{\max}$

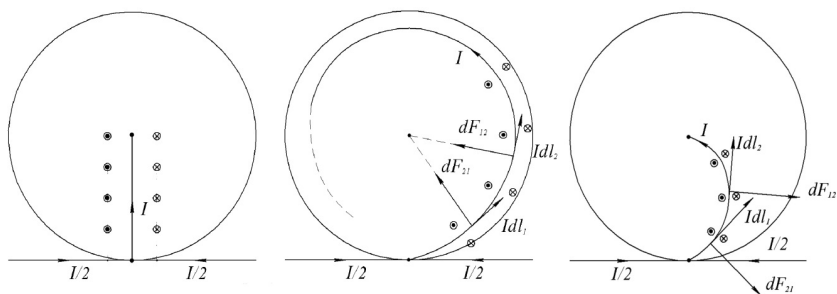


Рис. 28. Залежність траєкторії струму I від швидкості Ω

Математична модель обертального моменту в колісній парі Губера

Маємо диск із феромагнітного матеріалу з магнітною проникністю μ_r . Електричний струм проходить від внутрішнього радіуса R_1 до зовнішнього радіуса R_2 або навпаки, тільки по одній спіральній лінії, рівняння якої у циліндричній системі координат $\rho(\varphi)$, де ρ – радіус-вектор з початком координат у центрі диска, φ – кут від осі абсцис у декартовій системі координат до радіус-вектора ρ у напрямку проти годинникової стрілки (рис. 29). Треба знайти обертальний момент M , який діє на диск, відносно початку координат (осі).

Знаходження розподілу індукції магнітного поля вздовж спіралі. Розподіл індукції B магнітного поля знаходимо виходячи з закону Біо-Савара [16,17]

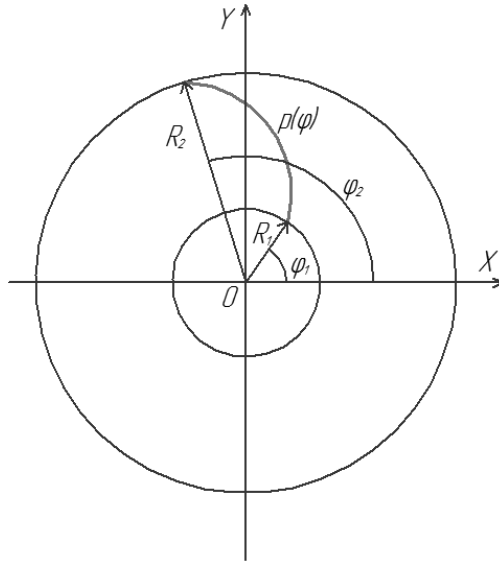


Рис. 29. Розрахункова схема

$$d\bar{B} = \frac{\mu_r \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\bar{l} \cdot \bar{r}]}{r^3}, \quad (45)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ – магнітна стала; $d\bar{l}$ – елемент довжини провідника; \bar{r} – радіус-вектор, проведений від елемента довжини провідника $d\bar{l}$ у точку визначення \bar{B} . Оскільки вектори $d\bar{l}$ та \bar{r} знаходяться в площині диска, то виходячи з властивостей векторного добутку, можна стверджувати, що індукція магнітного поля вздовж спіралі буде мати тільки компоненту \bar{B}_z . Позначимо координати точки, в якій визначаємо індукцію \bar{B}_z , як ρ_0, φ_0 – тоді модуль радіус-вектора r дорівнює:

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \quad (46)$$

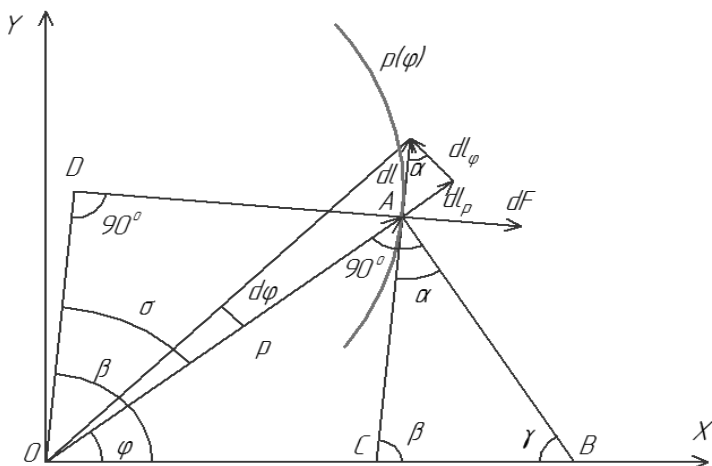


Рис. 30. Елемент dl в полярній і декартовій системах координат

де x_0, y_0 – координати точки визначення B_Z ; x, y – поточні координати початку елемента довжини провідника $d\Gamma$.

Переходячи до циліндричної системи координат за співвідношеннями $x = \rho \cdot \cos \varphi$, $y = \rho \cdot \sin \varphi$, після перетворень отримаємо:

$$r = \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 - 2 \cdot \rho \cdot \rho_0 \cdot \cos(\varphi_0 + \varphi)}. \quad (47)$$

Проекція векторного добутку $[d\Gamma \vec{r}]_Z$ та r_x, r_y на вісь Z у декартовій системі координат

$$[d\Gamma \vec{r}]_Z = dl_x r_y - dl_y r_x. \quad (48)$$

$$r_x = x - x_0 = \rho \cdot \cos \varphi - \rho \cdot \cos \varphi_0 = \rho \cdot (\cos \varphi - \cos \varphi_0) \quad (49)$$

$$r_y = y - y_0 = \rho \cdot \sin \varphi - \rho \cdot \sin \varphi_0 = \rho \cdot (\sin \varphi - \sin \varphi_0)$$

Проекції вектора $d\Gamma$ на декартові осі знайдемо із рисунка 30:

$$dl_x = dl \cdot \cos \beta; \quad dl_y = dl \cdot \sin \beta. \quad (50)$$

Кут β знаходимо із наступних міркувань. Із трикутника OAB

$$\gamma = \frac{\pi}{2} - \varphi; \quad (51)$$

з визначення похідної кут

$$\alpha = \arctg \frac{d\rho}{d\varphi} = \arctg \cdot \rho'_{\varphi}. \quad (52)$$

З трикутника ABC з урахуванням (51) та (52) отримаємо кут β :

$$\beta = 2\pi - \alpha - \gamma = 2\pi - \arctg \rho'_{\varphi} - \frac{\pi}{2} + \varphi = \frac{3}{2}\pi - \arctg \rho'_{\varphi} + \varphi = \beta_0 + \varphi, \quad (53)$$

$$\text{де: } \beta_0 = \frac{3}{2}\pi - \arctg \rho'_{\varphi}$$

Тоді вираз (50) з урахуванням (51) матиме наступний вигляд:

$$dl_x = dl \cdot \cos[\beta_0 + \varphi]; dl_y = dl \cdot \sin[\beta_0 + \varphi]. \quad (54)$$

У циліндричній системі координат:

$$dl = \sqrt{dl_{\rho}^2 + dl_{\varphi}^2} = \sqrt{d\rho^2 + (\rho d\varphi)^2}, \quad (55)$$

$$\text{де } dl_{\rho} = d\rho, dl_{\varphi} = \rho d\varphi.$$

Але $d\rho = \rho'_{\varphi} d\varphi$. Тоді (55) запишемо так:

$$dl = d\varphi \sqrt{\rho'^2_{\varphi} + \rho^2}. \quad (56)$$

Враховуючи (56), проекції dl_x , dl_y матимуть наступний вигляд:

$$\begin{aligned} dl_x &= \sqrt{\rho'^2_{\varphi} + \rho^2} \cdot \cos(\beta_0 + \varphi) \cdot d\varphi; \\ dl_y &= \sqrt{\rho'^2_{\varphi} + \rho^2} \cdot \sin(\beta_0 + \varphi) \cdot d\varphi. \end{aligned} \quad (57)$$

Інтегруючи вздовж всієї довжини спіралі L і враховуючи (47), (48), (59), (57), отримаємо для B_z таке співвідношення:

$$B_z = \frac{\mu_r \cdot \mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\rho \sqrt{\rho_{\varphi}^2 + \rho^2} [\cos(\beta_0 + \varphi) \cdot (\sin \varphi - \sin \varphi_0) - \sin(\beta_0 + \varphi) \cdot (\cos \varphi - \cos \varphi_0)]}{[\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cdot \cos(\varphi_0 + \varphi)]} d\varphi \quad (58)$$

де φ_1 , φ_2 – початковий та кінцевий кути спіралі, що відповідають радіусам спіралі R_1 , R_2 відповідно (рис. 29).

Визначення обертального моменту диска. Індукція магнітного поля \vec{B}_z виявляє силову дію на елемент $d\vec{l}$, яка визначається законом Ампера

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}_z]$$

Останній для нашого випадку, з урахуванням (56), можна записати таким чином:

$$dF = I \cdot B_z \sqrt{\rho_{\varphi}^2 + \rho^2} d\varphi_0. \quad (59)$$

Як видно з рисунка 30, елемент крутного моменту dM , який створив елемент $d\vec{l}$ зі струмом I у магнітному полі з індукцією B_z відносно початку координат, з урахуванням (59), дорівнює:

$$dM = OD \cdot dF = OD \cdot I \cdot B_z \cdot \sqrt{\rho_{\varphi}^2 + \rho^2} d\varphi_0. \quad (60)$$

Із трикутника ODA , з урахуванням $\theta = \beta - \varphi$, маємо:

$$OD = \rho \cdot \cos \theta = \rho \cdot \cos(\beta - \varphi_0). \quad (61)$$

Підставляємо (61) у (60) і беремо інтеграл по всій довжині спіралі. Тоді для моменту диска відносно початку координат маємо:

$$M = \frac{\mu_r \cdot \mu_0 \cdot I^2}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \rho \cdot \cos(\beta - \varphi_0) \cdot \sqrt{\rho_{\varphi}^2 + \rho^2} \cdot \left[\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\rho \sqrt{\rho_{\varphi}^2 + \rho^2} [\cos(\beta_0 + \varphi) \cdot (\sin \varphi - \sin \varphi_0) - \sin(\beta_0 + \varphi) \cdot (\cos \varphi - \cos \varphi_0)]}{[(\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cdot \cos(\varphi_0 + \varphi))^{\frac{3}{2}}]} d\varphi \right] d\varphi_0 \quad (62)$$

Враховуючи те, що векторний добуток $[d\vec{l}_1 \times d\vec{l}_2]$ визначається через синус кута між елементарними відрізками, можна стверджувати, що чим більше викривлення траєкторії струму, тим більше сила $d\vec{F}_{12}$. Але, щоб і моменти dM_i від сил Ампера на i -х елементарних відрізках траєкторії струму були великими, необхідно щоб перпендикуляри до відрізків d_i про-ходили якнайдалі від центру колеса. Забезпечити ці умови у двигунах, збудованих на ефекті Губера не можливо.

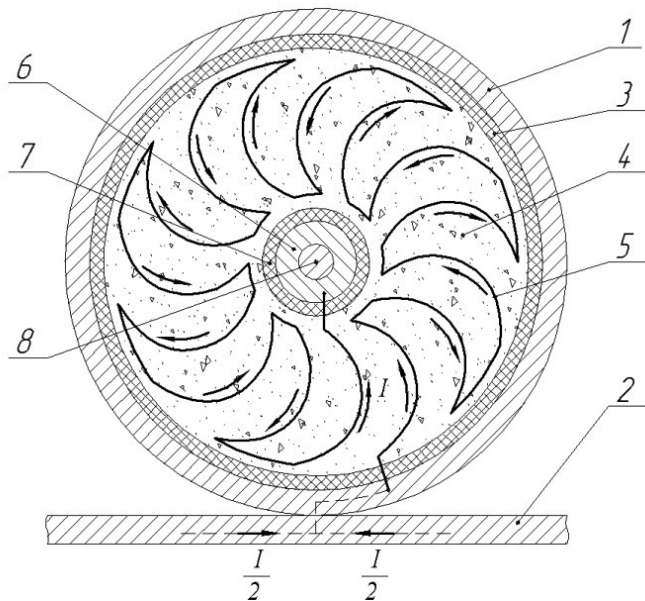


Рис. 31. Колесо з фіксованими траєкторіями струму

Розвиток ефекту Губера

Розглянемо можливість створення колісної пари Губера, для якої буде існувати постійний для будь-яких швидкостей (у тому числі і для пускового режиму, коли $\Omega = 0$) обертаючий момент M .

Таке колесо (Рис.31) складається з металічного ободу 1-механічної і електричної направляючої, ізоляційного кільця 3 в середині ободу, ізольованих від спресованого феромагнітного наповнювача 4, провідників 5, вигнутих за оптимальною кривою, що дає максимальний момент M , електрично з'єднуючих обід з металічною муфтою 6, ізольованою ізоляційним кільцем 7 від наповнювача 4, і механічно і електрично зв'язаною зі струмопровідним валом 8 колісної пари.

Така конструкція практично не залежно від швидкості Ω забезпечує проходження струму I по оптимальній траєкторії, що дає постійний максимальний момент M . Задача синтезу оптимальної траєкторії струму залишається відкритою. В першому наближенні це може бути півколо розміром $\frac{D}{2}$, як крива, що має однакову кривизну на всіх ділянках від ободу до осі колеса. Багатовиткова спіраль буде мати малі плечі r_l для елементарних сил Ампера. Тому оптимальну форму необхідно шукати шляхом деформації півкола в пів-еліпс або якусь іншу випуклу форму. Характерно, що зміна напрямку струму I не призводить до зміни напрямку моменту: зі зміною напрямку струму змінюється напрямок магнітної індукції, зберігаючи при цьому напрям сили Ампера.

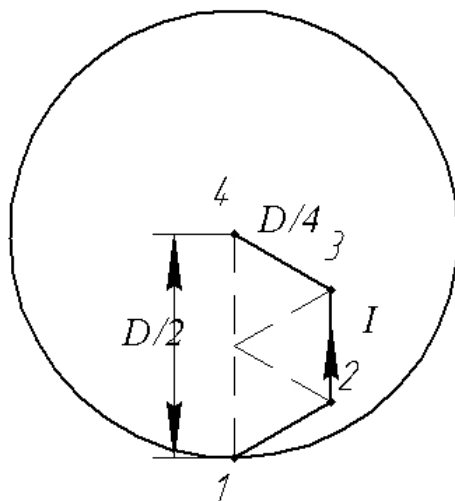


Рис. 32. Схема для спрощеного розрахунку

Наближений розрахунок обертального моменту для колеса. Для спрощення розрахунку замінимо криволінійну траєкторію струму I кусково-лінійною 1-2-3-4 (рис. 32), яка представляє собою сторони рівних рівносторонніх трикутників з довжиною сторони $l = \frac{D}{4}$, де D – діаметр колеса. Внутрішні Кути трикутників дорівнюють 60° . Це спростить розрахунки. На основі закону Біо–Савара–Лапласа визначимо магнітні поля індукції B , створені струмом I сусіднього прямолінійного відрізка дроту та діючі за законом Ампера на струм I даного відрізка. **Визначимо дію B від I відрізка (1,2) на струм I відрізка (2,3).** Диференціал індукції $d\vec{B}$ у точці N відрізка (2,3), створеної елементом $I \cdot d\vec{l}_2$ струма I відрізка (1,2) (Рис.33):

$$d\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot I \cdot [d\vec{l}, \vec{r}] \cdot \frac{1}{r^3}. \quad (63)$$

де μ – магнітна проникність феромагнетика.

На основі впливаючих із рис. 33 співвідношень:

$$r = \frac{b}{\sin \beta}, \quad (64)$$

$$dl = \frac{r \cdot d\beta}{\sin \beta} = \frac{b \cdot d\beta}{\sin^2 \beta}, \quad (65)$$

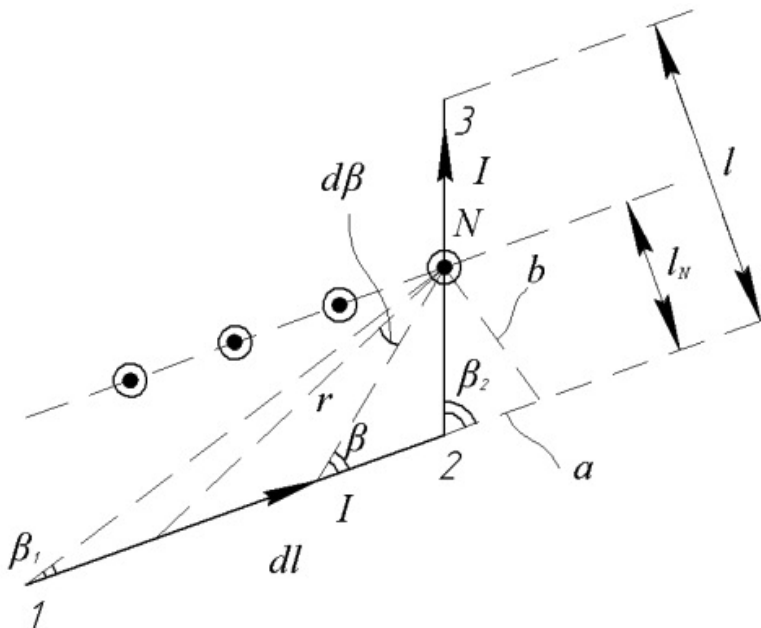


Рис.33. Електрична взаємодія елементів (1,2) і (2,3)

визначимо модуль dB в точці N :

$$dB = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl \cdot \sin \beta}{r^2} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot b \cdot \sin^3 \beta}{b^2 \cdot \sin^2 \beta} d\beta = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} \cdot \sin \beta \cdot d\beta, \quad (66)$$

Щоб обчислити модуль індукції B в точці N , проінтегруємо (66) по β від β_1 до β_2 :

$$B = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{1}{b} \cdot (\cos \beta_1 - \cos \beta_2). \quad (67)$$

Виразимо кути β_1, β_2 через довжини відрізків $l, l_N = \eta \cdot l, \eta \in [0; 1]$:

$$b = l_N \cdot \sin 60^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot l_N = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot l \cdot \eta = \frac{\sqrt{3}}{8} \cdot D \cdot \eta,$$

$$a = l_N \cdot \sin 30^\circ = \frac{1}{2} \cdot l_N = \frac{1}{2} \cdot l \cdot \eta = \frac{1}{8} \cdot D \cdot \eta.$$

Тоді

$$\cos \beta_1 = \frac{l + a}{\sqrt{(l + a)^2 + b^2}} = \frac{1 + 0,5 \cdot \eta}{\sqrt{(1 + 0,5 \cdot \eta)^2 + \frac{3}{4} \cdot \eta^2}}, \quad (68)$$

$$\cos \beta_2 = \frac{0,5 \cdot l \cdot \eta}{\sqrt{\frac{1}{4} \cdot l^2 \cdot \eta^2 + \frac{3}{4} \cdot l^2 \cdot \eta \cdot r}} = 0,5. \quad (69)$$

Плече d сили F_a у точці N , як функція параметра η (рис. 34)

$$d_2 = \frac{D}{2} - \left(\frac{D}{8} + l_N \right) = \frac{D}{8} (3 - 2 \cdot \eta). \quad (70)$$

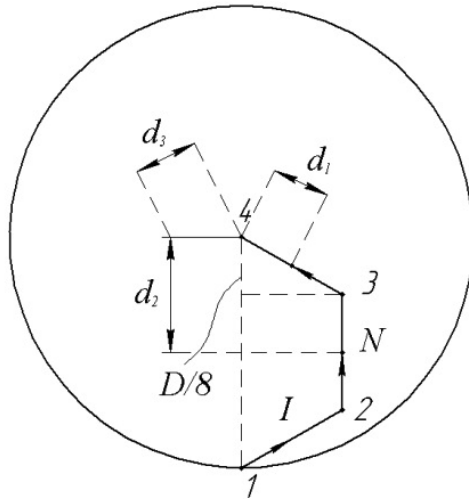


Рис. 34. Схема до розрахунку моменту M_{I2}

Момент M_{12} від взаємодії струму I на ділянці (2,3) з індукцією $B(\eta)$, створеною струмом на ділянці (1,2):

$$M_{12} = \int_0^1 (B(\eta) \cdot I \cdot (\eta \cdot l) \cdot d_2(\eta)) d\eta = \frac{\mu \cdot I^2 \cdot D}{16 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi} \cdot \int_0^1 \left(\frac{1 + 0,5 \cdot \eta}{\sqrt{(1 + 0,5 \cdot \eta)^2 + \frac{3}{4} \cdot \eta^2}} - 0,5 \right) \cdot (3 - 2 \cdot \eta) d\eta \cong$$

$$\cong 0,0104 \cdot \mu \cdot I^2 \cdot D.$$
(71)

Такий же момент створюється від взаємодії струму I ділянки (3,4) зі струмом I ділянки (2,3). Тобто момент M_2 ділянки (2,3) буде дорівнювати $0,0208 \cdot \mu \cdot I^2 \cdot D$.

Для ділянки (1,2) і (3,4) вирази (71) будуть відрізнятися тільки плечима:

$$d_1 = (1 - \eta) \cdot \frac{D}{4}, \quad d_3 = \eta \cdot \frac{D}{4}. \quad (72)$$

Підставивши в (71) замість d_2 , d_1 або d_3 обчислимо моменти M_{21} , M_{23} :

$$M_{21} = 0,0053 \cdot \mu \cdot I^2 \cdot D, \quad M_{23} = 0,0047 \cdot \mu \cdot I^2 \cdot D.$$

Сумарний момент M від одного витка дроту

$$M = 0,0308 \cdot \mu \cdot I^2 \cdot D \quad (73)$$

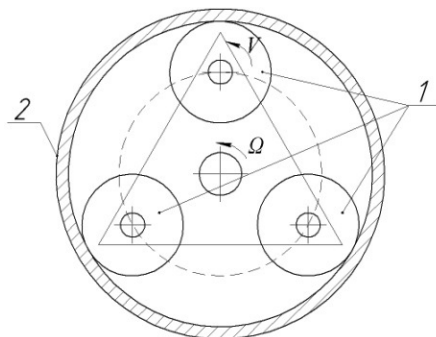


Рис. 35. Схема перетворення повздовжнього руху в обертальний

Реально в колесо можна вмонтувати 12 послідовно включених витків, струм приблизно 20A , діаметр $D = 0,2\text{і}$, $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \approx 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^5 \cong 0,1$. Тоді сумарний момент M буде приблизно $0,25\text{І} \cdot \text{і}$. Це вже цікаво для розробки електродвигунів кочення колеса по рейкам або по кільцевій направляючій 1 декількох колісних пар 2 (рис. 35) з перетворенням їх руху за направляючою в обертальний рух Ω загального валу двигуна подібно до планетарного редуктора.

Експеримент

Експериментальне підтвердження виникнення пускового та робочого моменту на колесі (рис. 28, б) було отримано на установці з автономним джерелом живлення (елемент «Сатурн»), змонтованим разом з вимикачем на горизонтально розміщеному колесі діаметром $D = 22\text{ см}$, підвішеному вертикально на капроновій нитці. У колесі між центром і ободом у феромагнітному середовищі був укладений по спіралі Архімеда (рис. 28, б) один ізольований провідник, що підключається через вимикач до джерела (елементу «Сатурн»).

Колесо на нитці на фото (рис. 36) урівноважувалося. У положенні рівноваги (відсутності моменту від закручування нитки) включався ланцюг «джерело–дріт». Колесо повільно набираючи швидкість оберталося на $(2 \div 3) \cdot \pi$ радіан пересиливши момент $M_{\text{і}}$ опору нитки, після чого починалися повільно затухаючі коливання навколо нового стану рівноваги моментів $M_{\text{і}}$ і колеса M . В досліді з перевернутим колесом обертання починалося в протилежну сторону.

ДЛЯ ФОТО ИЛИ РИСУНКА 36

Не маючи інформації про M_i , момент M обчислюється в припущенні лінійної залежності M_i від кута φ закручування нитки. Для $\varphi_1 = 0,05$ радіану, нехтуючи малим M_i , за часом t_1 досягнення φ_1 і моменту інерції диск ($J \approx 0,01$), двічі проінтегрувавши рівняння Ньютона

$$J \cdot \frac{d\Omega}{dt} = M - M_i, \quad (74)$$

визначався момент M : $M \cong \frac{2 \cdot J \cdot \varphi_1}{t_1^2} = 1 \text{ г} \cdot \text{см}$. Малисть моменту M пояснюється не оптимальністю траєкторії досить малим струмом ($I = 1,5 \div 1 \text{ Å}$) і близькою до μ_0 магнітною проникністю μ , склеєного не феромагнітним клеєм, порошку. Проте випадковість результату – повністю виключена: повторення дослідів показало їх повну відтворюваність. Застосування оптимальної форми укладання дротів і великих струмів I повинне істотно збільшити M . Навіть при тій же спіралі Архімеда

збільшення струму з 1А до 10А збільшить M в 100 разів, оскільки M пропорційний (62) квадрату струму I . Укладання дроту згідно з рис. 31, де сили dF_a мають на багато більші плечі r в порівнянні зі схемою (рис. 28, б), істотно збільшить M . Недоліком колеса (рис. 31) є не можливість реверсу. Для реверсу колісної пари потрібно або поміняти колеса місцями або укласти дві обмотки з протилежною опуклістю і підключати їх до осі колеса через комутатор.

Висновки

1. Серед безлічі ефектів, що мають місце при проходженні струму через тіла, що котяться, можливо основним в створенні обертального моменту буде ефект взаємодії елементів струму між собою за законом Біо–Савара–Лапласа внаслідок викривлення траєкторії руху електронів в середовищі, що рухається.

2. Для забезпечення умов виникнення пускового моменту і незалежності моменту руху від швидкості, слід модифікувати колеса, створивши штучні шляхи проходження струму від обода до осі по оптимальних траєкторіях.

3. Якщо ж даний ефект виявиться визначальним, то взагалі немає необхідності в направляючій для коліс. Достатньо закріпити на загальному валу необхідну кількість таких коліс з послідовно з'єднаними обмотками, щоб отримати електродвигун, в якому відсутній повітряний зазор. Така конструкція може виявитись дуже ефективною.»

Нажаль в даному теоретичному матеріалі не враховано закону Ньютонa, за якого сили і моменти повністю компенсуються твердим середовищем колеса. Однак будь-який хибний результат не є безкорисним: якщо провідники колеса (рис. 31)

замінити лопатями, які знаходяться в рідині (особливо феромагнітній), то така конструкція, зустрічаючи вже не тверду протидію від в'язкості рідини, буде обертатися перемішуючи чи прокачуючи цю рідину.

Що стосується експерименту, то він теж хибний: диск обертася від взаємодії магнітного поля землі зі струмом у спіралі. Однак і це явище може бути корисним, можливо для створення приладів по вимірюванню параметрів магнітного поля Землі.

1.14. Термомеханічне гальмування в підшипнику

Автори статті [18] Сільвестров А.М., Зіменков Д.К., Скринник О.М. «Анализ исследований и объяснение эффекта Ж. Губера» (в журналі «Българско списание за инженерно проектиране», №26, квітень 2015 р., 11-15 с.) довірливо прийняли гіпотезу Кузьміна-Шпаченка про криволінійність траєкторії струму в колесі (кульці) і розвинули її, вважаючи що струм (потік електрики) в тілі, що обертається, розташовується на спіралевидній траєкторії. Подамо деякі вирізки з цієї статті:

«Если колесо (рис. 37) вращается с угловой скоростью ω и движется с линейной скоростью U , то в зоне соприкосновения между токами рельсы и колеса образуется острый угол, под которым находятся встречно направленные токи I . Они взаимно отталкиваются, образуя по закону Ампера силу F_a с не нулевым плечом относительно точки соприкосновения. Таким образом первичная гипотеза Ж. Губера об электродинамическом эффекте частично подтверждалась.

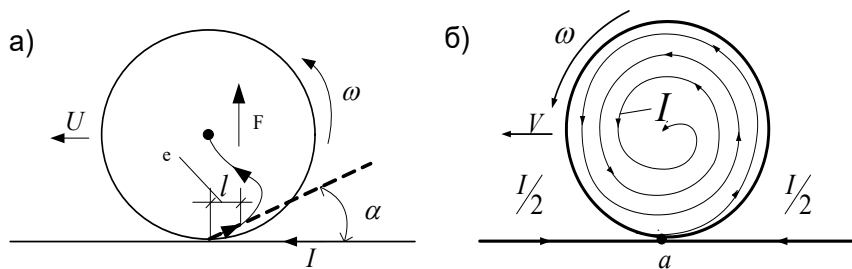


Рис. 37. а) Модель Кузьмина В.В., Шпатенка В.С.
 б) Наша траектория тока в движущемся колесе

Предположение [13] об искривлении траектории тока в колесе или шаров справедливо. Однако для реальных скоростей V_1 движения к (или от) центра электронов $V_1 = \beta \varepsilon(x)$ скорость V_2 их переноса телом колеса или шарика, которые вращаются с угловой скоростью ω , $V_1 = \omega x$ (где β – коэффициент подвижности электронов в металле, $\varepsilon(x)$ – напряженность электрического поля, x – расстояние траектории к оси, для x близкого к радиусу r колеса или шарика) намного больше от V_1 . То есть траектория движения каждого из электронов будет иметь вид анти-спирали Архимеда (рис. 37, б). При вращении колеса точка касания a перемещается по окружности колеса со скоростью ωr , заряжая периметр колеса отрицательным или положительным зарядом в зависимости от полярности источника тока. То есть имеет место динамическая электризация токопроводящего колеса. Кроме того, как показал опыт авторов с двигателем Косырева–Мильроя с небольшими шарико-подшипниками и током в 20А двигатель через 5 ÷ 8 минут работы начинает тормозиться и останавливается. Эффект остановки объясняется линейным расширением радиуса r шариков в результате нагрева током по закону Джоуля-Ленца и уравнению термодинамики:

$$\frac{cm}{\kappa_{TB} S_{OX}} \frac{d\Delta\theta^\circ}{dt} + \Delta\theta^\circ = \left(\frac{I}{n}\right)^2 \frac{R(t)}{\kappa_{TB} S_{OX}}, \quad (75)$$

где n – количество шариков в подшипнике; c – коэффициент теплоемкости стали, m – масса шариков; K_{TB} – коэффициент теплоотдачи с поверхности охлаждения S_{OX} шарика; R – электрическое сопротивление между точками касания шарика.

Тепловая постоянная времени $\tau = \frac{cm}{\kappa_{TB} S_{OX}}$ характеризует экспоненту нагрева шариков до установившегося значения

$$\theta_\infty = \theta_0 + \frac{R(\theta_\infty)}{n^2 \kappa_{TB} S_{OX}} I^2, \quad (76)$$

которое будет тем больше, чем меньше K_{TB} . Воздух имеет гораздо больше K_{TB} , чем вакуум. Именно по этой причине в опыте авторов статьи [6] двигатель Косырева–Мильроя остановился в вакуумной камере. К сожалению, они на этот фактор не обратили внимания. В нашем образце двигателя шарики разогревались примерно до 200°C и, имея температурный коэффициент расширения $\alpha = 13 \times 10^{-6}$, увеличили свой диаметр на $0,026 \text{ мм}$ (что соизмеримо с зазором в точках соприкосновения шариков n колец). В результате роста механического противодействия двигатель через $(3 \div 4) \tau$ останавливался. Это явление отсутствует в двигателе Ж. Губера, где одна точка соприкосновения.

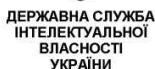
Почему при существенном увеличении ω ток I уменьшается; почему ток и магнитный поток в двигателе Косырева–Мильроя совпадают по направлению, как модернизировать двигатель Ж. Губера, чтобы получить не нулевой пусковой момент, показано в работе [15].»

Висновок. *Не зважаючи на помилковість гіпотези Кузьміна-Шпаченко про виникнення моменту у двигуні Губера, криволінійність і навіть спіралевидність траєкторії потоку електрики в колесі, що обертається, має місце. І не менш важливим є думка про **динамічну електризацію** поверхні колеса, тобто про утворення електричних зарядів, як мінімум в зоні контакту. Важливим є також експериментальне і теоретичне **підтвердження зупинки** обертання підшипників внаслідок теплового розширення їх кульок.*

1.15 Патент на модифікацію двигуна Ж. Губера

За результатами теоретичних і експериментальних досліджень було отримано патент на корисну модель-модифікацію колісної пари Ж. Губера, що має не нульовий пусковий момент, а також на конструкцію електродвигуна, модифікації якого мають необхідну новизну і теоретичну обґрунтованість за умови, якщо з назви прибрати фразу «якій працює на ефекті Губера», як буде з'ясовано далі, взаємодія струмів рейки і колеса основана на законі Ампера, а ефект Губера має децю іншу природу. Однак, тим не менш, він може бути використаний за відповідних умов для створення пускового моменту в колісній парі двигуна Губера.

Результатом проведених на першому етапі досліджень став патент на електродвигун.



(19) **UA** (11) **97795** (13) **U**
(51) МПК (2015.01)
H02K 99/00

Корисна модель належить до області електротехніки, а саме до електромагнітних перетворювачів електричної енергії в механічну, тобто електродвигунів.

Існують відомі пристрої, які використовують ефект Дж. Губера - ефект виникнення додаткової сили у напрямку руху колісної пари, яка котиться по напрямних, за умови проходження електричного струму через місце дотику коліс до напрямних [1]. Такими пристроями є підшипники кочення або кулькові підшипники [2, 3, 4], в яких обертався вал, і через їх ролики чи кульки між зовнішньою обоймою і внутрішньою пропущався електричний струм. Це створювало, за умови наявності початкового обертання вала, додатковий обертотворний момент [3, 4] від взаємодії струмів в колесі і напрямних.

Освоєнням недоліком таких пристроїв є відсутність пускового моменту, що вимагає наявності додаткового механічного впливу для запуску таких двигунів.

Фіг. 1 Електродвигун Дж. Губера.

Фіг. 2 Електродвигун, що заявляється.

Фіг. 3 Перетворювач повздовжнього руху в обертотворний.

Фіг. 4 Двигун з колінчатим валом.

Фіг. 5 Електродвигун зі змішаним з'єднанням колісних пар.

Найбільш близьким за конструкцією і принципом роботи аналогом заявленого двигуна є двигун Дж. Губера [1], який містить в собі (Фіг. 1) сторонній механічний привод 1, колісну пару 2 і напрямні 3, до яких підведено напругу U від джерела електроенергії 4.

Якщо колісній парі 2 від стороннього механічного приводу 1 надати початковий рух імпульсом сили F , то далі колісна пара буде рухатися без приводу 1 зі швидкістю U .

Недоліком такого електродвигуна є необхідність стороннього приводу 1 для створення початкового руху колісної пари. Окрім того, щоб змінити напрямок руху колісної пари необхідно зупинити її і подати імпульс сили F в протилежному напрямку.

Задачею цієї корисної моделі є забезпечення не нульового пускового моменту та реверсу без стороннього приводу 1 (Фіг. 1). Поставлена задача вирішується тим, що заявлений електродвигун (Фіг. 2), який складено з колісної пари 1, напрямних 2, джерела струму 3, відрізняється тим, що колеса колісної пари 1 мають феромагнітний обід 5 у вигляді кільця з зазором 4, електрично ізолюваний від тіла колеса ізоляційним матеріалом 6 і електрично з'єднаний з провідником у валу 7 двома провідниками 9, 10 через перемикач 8, який залежно від бажаного напрямку руху закорочує один із контактів провідників 9 чи 10. Наприклад, якщо закорочено контакт 9 і зазор 4 в момент пуску не співпадає з точкою дотику колеса до напрямної, то між зустрічно направленими у просторі струмами напрямної 2 і обода 5 через взаємодію їх магнітних полів, виникає сила Ампера відштовхування, що приводить до початку обертання колеса проти часової стрілки. І навпаки, якщо замкнено контакт 10, сила взаємодії струму виникає зліва від точки дотику і обертання колеса буде протилежним. Єдине положення колеса відносно напрямної, за якого струми колеса і напрямної не взаємодіють і обертотворний момент відсутній, це якщо точка дотику співпадає з точкою підключення провідника замкненого контакту (на фігурі 2 це контакт 9). Ймовірність такого положення дуже мала. Однак, як правило, у двигуні використовують, як мінімум, дві колісні пари із різним розташуванням зазору 4 або навіть одну з різним положенням зазору у колесах. Це повністю виключає ситуацію з нульовим пусковим моментом. Взагалі, у конструкції заявленого двигуна можлива електронна комутація перемикача 8, 9, 10. Повздовжній рух можна замінити на обертотворний, якщо напрямна буде кільцею, а вали колісних пар будуть механічно з'єднані з загальним валом (Фіг. 3).

За обмеженого приварювання колеса до напрямної струму I , пусковий і робочий моменти можна збільшити шляхом використання паралельно ввімкнених декількох колісних пар (Фіг. 2, 3).

За обмеженого приварюванням колеса до напрямної струму I , пусковий і робочий моменти можна збільшити шляхом використання паралельно ввімкнених декількох колісних пар (Фіг. 2, 3).

Чим менша відстань між колесом і напрямною в зоні дотику, тим сильніша взаємодія струмів і, відповідно момент. Тому для створення якомога більшого моменту можлива конструкція двигуна з близькими діаметрами напрямної колеса та спільного колінчатого вала (Фіг. 4).

Щоб не збільшувати загальний струм джерела струму слід n колісних пар з напрямними ввімкнути відносно джерела послідовно. Можливий також варіант змішаного включення (Фіг. 5) колісних пар.

На кресленні (Фіг. 5) подано повздовжній і поперечний переріз двигуна, побудованого з колісних пар (Фіг. 2), в якому, як приклад, маємо 3 паралельних гілки, в кожній з яких послідовно ввімкнено по 4 колісних пари. Таке з'єднання дозволяє в 3 рази зменшити струм колісних пар і в 4 рази збільшити напругу джерела електроживлення двигуна. Тоді за обмеження

приварюванням колісних пар до напрямних пусковий момент порівняно з однією колісною парою зростає в 12 разів.

При підключенні однієї з двох паралельних гілок проводок 8, 9 (Фіг. 2) перемикачем 13 до джерела живлення, струм I, проходячи через контакти розрізаних ізолюваних кілець (Фіг. 2) і напрямних, утворює обертовий момент.

Під його дією колісні пари рухаються по кільцевих напрямних, передаючи повздовжній рух своєї осі в обертовий рух головного вала 1.

Перемикачі 13 (Фіг. 5) та 8, 9, 10 (Фіг. 2) можуть бути як контактними, так і електронними з ручним або дистанційним електромагнітним керуючим органом 13 (Фіг. 5). Їх розташовано в трубчастих валах 5 (Фіг. 5) колісних пар. Під дією керуючого органа 13 (Фіг. 5) переключають контакти 8, 9, 10 (Фіг. 2), якщо виникає необхідність в реверсі.

Експериментальне підтвердження виникнення пускового моменту в колісній парі (Фіг. 2)

При підключенні струму $I=5A$ до напрямних колісна пара (Фіг. 2) починала рух із стану спокою. Щоб наближено розрахувати пусковий момент M скористаємося законом Ньютона для

лінійного $m a = F = \frac{M}{D/2}$ або кутового $J \frac{d\Omega}{dt} = M$ рухів, де m , J - маса або момент інерції колісної пари; діаметра D а, $\frac{d\Omega}{dt}$ - лінійне або кутове прискорення. За нульових початкових умов, двічі

проінтегрувавши ці рівняння, отримаємо $m x = \frac{M}{D/2} \frac{t^2}{2}$ або $\varphi = \frac{M}{J} \frac{t^2}{2}$, де для конкретних даних експерименту маса $m=0,4$ кг, шлях $x=0,075$ м, кут $\varphi=\pi$ радіан, час $t \approx 1$ сек., діаметр $D=0,1$ м, момент M за обома формулами, враховуючи наближеність склав $0,006 \pm 0,001$ Нм.

Згідно до закону Ампера сила взаємодії і, відповідно момент пропорційні добутку струмів, а в даному випадку квадрату струму. Так для струму $I=10A$ пусковий момент складе вже $0,6$ Нм. Далі, за наявності не нульової кутової швидкості Ω , струму I , відповідно, момент можна ще збільшити, так як точка дотику колеса до направляючої постійно зміщується, що запобігає приварюванню колеса до направляючої. Використання n колісних пар та більш якісного феромагнетика збільшить (за того ж струму в контакт) момент більше ніж в n разів.

Джерела інформації:

1. Поліванов К.М., Татарінова Н.В., Нетушил А.В. Электромеханический эффект Губера. Электричество. - 1973 - № 8-72-76 с.

2. Нетушил А.В. Изобретение Дж.Серла, как развитие эффекта Губера. Электричество - 1994 - № 4 - 50-53 с.

3. Кузьмин В.В., Шплатенко В.С. О природе появления вращающего момента в двигателе Косырева-Мильроя. Вісник КДРУ ім. Остроградського - 2008 - № 3 - 41-47 с.

4. Сильвестров А.Н., Зименков Д.К. О природе эффекта Губера. Вісник КДУ ім. Остроградського - 2010 - № 4 - 33-38 с.

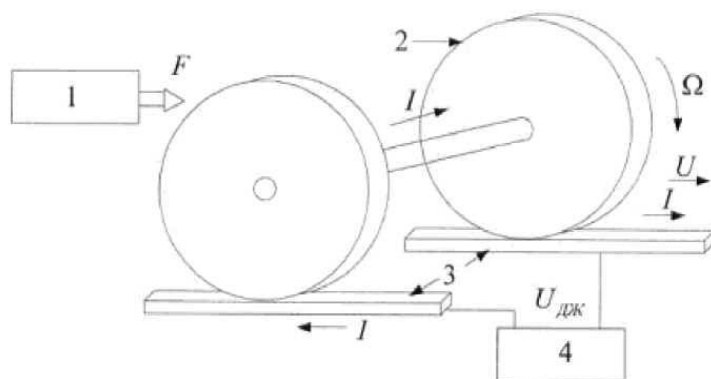
ФОРМУЛА КОРИСНОЇ МОДЕЛІ

1. Електродвигун, який працює на ефекті Губера, але має не нульовий пусковий момент, має одну або декілька колісних пар, які рухаються по напрямних, до яких підключено джерело електричного струму, який **відрізняється** тим, що колеса колісних пар мають феромагнітний обід у вигляді розімкненого кільця, електрично ізолюваний від тіла колеса ізоляційним матеріалом і електрично з'єднаний з електропровідним валом двома провідниками через перемикач, який, залежно від бажаного напрямку руху, закорочує один із контактів між ободом і віссю.

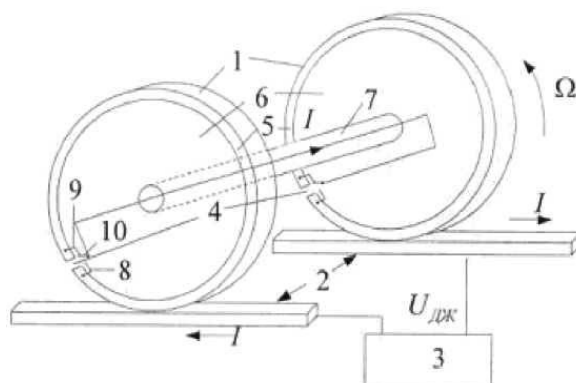
2. Електродвигун за п. 1, який **відрізняється** тим, що напрямні колісних пар мають кільцевидну форму, а пари колісних пар через підшипники з'єднані із загальним валом.

3. Електродвигун за п. 2, який **відрізняється** тим, що колісні пари мають більший діаметр коліс, близький до діаметра напрямних, а загальний вал є колінчатим.

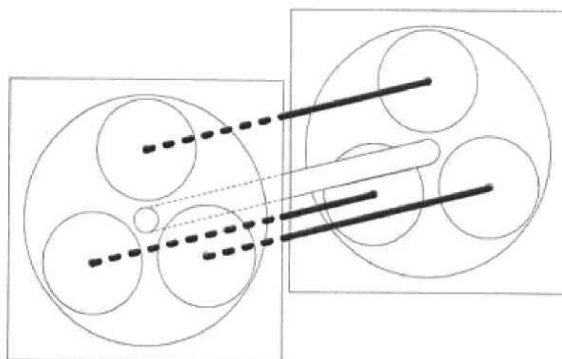
4. Електродвигун за п. 3, який **відрізняється** тим, що електричні кола струму колісних пар ввімкнено послідовно-паралельно.



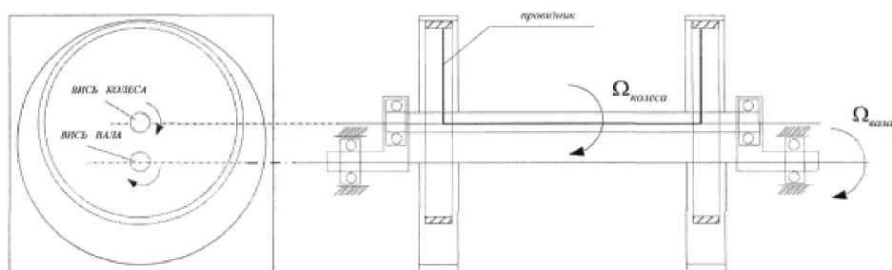
Фиг. 1



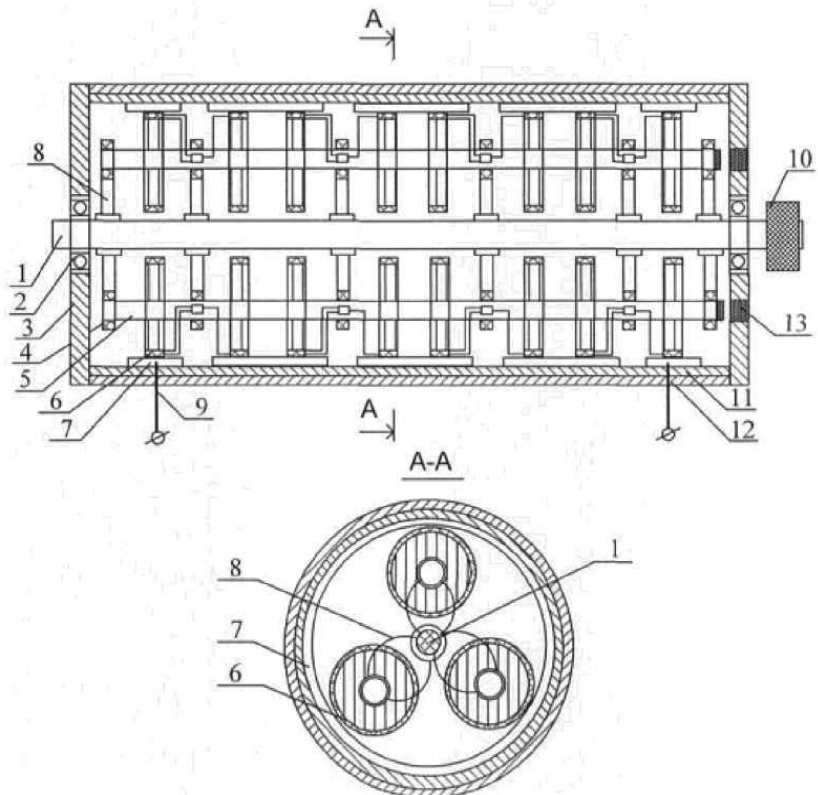
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

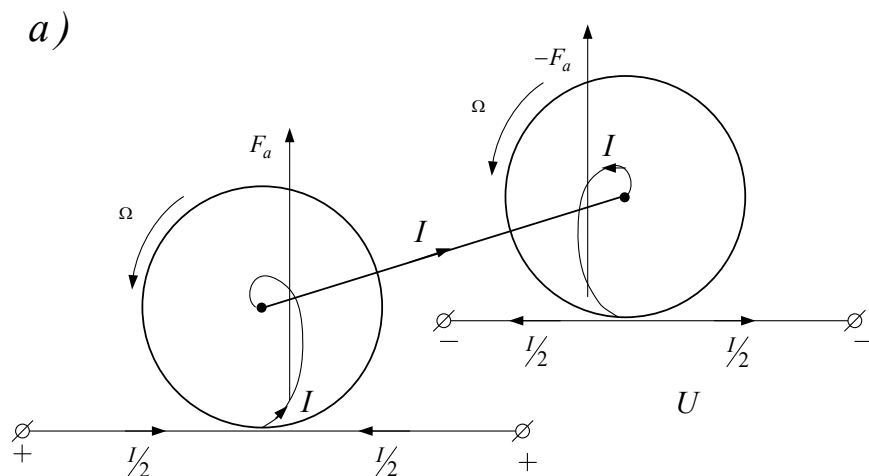
1.16. Електричні заряди, як джерело магнітного поля

*Коло пошукових досліджень поступово звужувалось. В наступній статті, фрагменти якої надано тут, на відміну від попередніх напрямків пошуку, особливу увагу направлено на можливість **утворення електричних зарядів в зоні контакту** колеса (кульки) з направляючою і можливість **утворення магнітного поля під дією зарядів**, що рухаються на поверхні і в тілі феромагнітних частин двигунів Губера і Косирєва-Мільроя. Фрагменти статті А.М. Сільвестрова, Д.К. Зіменкова «Просте пояснення ефекту Губера» [18]:*

«В процесі пізнання явищ, які мають місце в природних чи штучно створених об'єктах, часто виникає бажання дослідників, перш за все, отримати математичну модель явища, що, нібито, підкреслює глибину та істинність пояснення. На ділі ж, первинною є фізика процесу. Вона структурує процес, спрощуючи його подальшу математизацію. Так, в теоретичній електродинаміці, як фізико-математичній науці, первинними є фізичні елементи: матеріал, з якого побудовано ті чи інші пристрої, їх геометрія та механічний рух, електромагнітний та механічний зв'язок елементів пристрою, носії електричного струму, як потоку заряджених частинок (електронів, іонів) та ін. Вторинними будуть відповідні математичні моделі фізичних процесів: рівняння Максвела електромагнітних полів, механіки Ньютона чи Ейнштейна, закони Біо–Савара–Лапласа, Ампера, Лоренца та багатьох інших, інколи навіть не класичні, не стандартні [9]. Тому для успішного пояснення того чи іншого явища, перш за все бажано дослідити його фізику, абстрагуючись на перших кроках від бажання його як найшвидше математизувати.

Ж. Губер вважав, що ефект має електродинамічну природу, оскільки в ньому присутні струм I і механічний рух магнетиків, які є частиною електричного кола. Однак пояснити ефект не зміг, через те, що (як пояснюється далі) струм I безпосередньо не створює моменту (рис. 38).

Якщо враховувати обертальний рух колеса чи кульки, то вектор \vec{j} густини струму в них має дві складові: радіальну (струм провідності) і тангенціальну (струм переносу зарядів рухомим тілом). Саме остання за законом Ампера взаємодіє зі струмом $I/2$ направляючих. Проте однакові сили $\pm F_a$, і, відповідно, моменти $\pm M$ в колесах чи в двох зонах дотику кульок будуть протилежно направлені, і взаємно скомпенсовані.



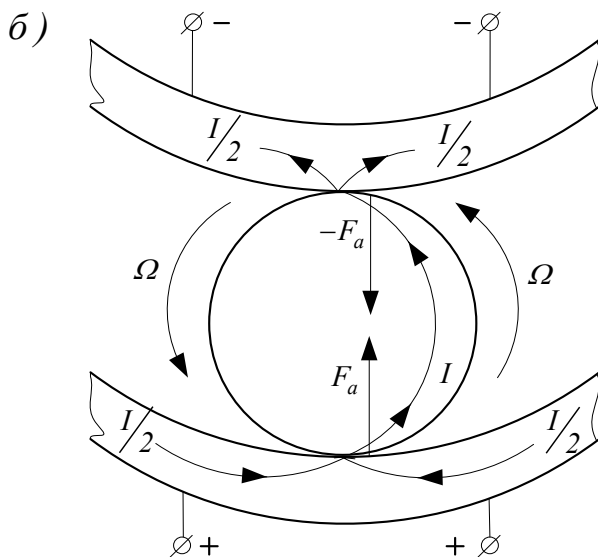


Рис. 38. Компенсація сил $\pm F_a$ взаємодії струмів I та $I/2$ в колісній парі (а) двигуна Ж. Губера і підшипниках двигуна Косирєва-Мільроя (б)

Деякі підказки в пошуку правильного напрямку досліджень було наведено в роботі [20], де ефект Губера досліджувався на циліндрі з ексцентриком, який за рахунок ексцентрика коливально рухався по двом рейкам до яких було підведено електроживлення. Коливання зникали, якщо рейки були не феромагнітні. Це наштовхує на пошук рішення через намагнічування феромагнітних елементів пристрою. Для деяких матеріалів коливання миттєво гальмувались. Подібний ефект був отриманий і авторами цієї статті для коліс з пермалою, який має майже прямокутну петлю гістерезису. Таким чином, існувала об'єктивна необхідність в поясненні фізики ефекту Ж. Губера в межах класичної електродинаміки [7, 16, 20, 21]. Саме в цьому полягає мета даної роботи.

Для пояснення ефекту Ж. Губера розглянемо складові замкненого кола, як шляху проходження струму I від джерела живлення. Із законів Кірхгофа і Ома витікає, що

$$U_0 = I(R_l + R_2 + 2R_k), \quad (77)$$

де: U_0 – напруга джерела живлення кола струмом I ; R_l – опір двох направляючих, які підключено до полюсів джерела U_0 ; R_2 – опір обох коліс і валу між ними або опір n паралельно ввімкнених кульок в двох підшипниках, за винятком опорів зон контакту; R_k – опір зон контакту колеса з рейкою у двигуні Ж. Губера або опір $2n$ контактів у підшипниковій парі двигуна Косирева–Мільроя.

Враховуючи, що площі S_i поперечного перерізу направляючих, коліс і валу чи кульок набагато більше площі S_k контакту колеса чи кульки з направляючою, а струм I в нерозгалуженому колі (75) однаковий, слід очікувати, що падіння напруги і густина \vec{j}_k струму I в малій області точки чи лінії контакту буде набагато більшою, ніж в інших, i -их частинах кола:

$$\vec{j}_k \cong \frac{S_i}{S_k} \vec{j}_i. \quad (78)$$

Виходячи з диференційної форми закону Ома

$$\vec{j} = \gamma \vec{\epsilon}, \quad (79)$$

де γ – питома провідність, за умови приблизно однакової питомої провідності всіх складових кола, можна очікувати, що напруженість $\vec{\epsilon}_k$ електричного поля в зоні контакту також буде суттєво більшою від напруженості $\vec{\epsilon}_i$ в i -их частинах кола. Відповідно, більшою буде і середня швидкість \vec{V}_k направленого руху електронів:

$$\vec{V}_k = \beta \vec{\epsilon}_k, \quad (80)$$

де β – коефіцієнт рухомості вільних електронів [22].

Специфіка електродинаміки полягає в тому, що вона вивчає просторово не однорідні системи з нерівномірним розподілом зарядів, з додатковими степенями свободи руху. В результаті цього силові показники системи будуть залежними не тільки від струму I , а від положення і руху складових системи у відповідних системах координат [11,12,21].

Розглянемо (рис. 38) систему «направляючі – зона контакту – кулька» в умовах, за яких кулька, обертаючись з кутовою швидкістю Ω проти часової стрілки, котиться по нерухомій зовнішній направляючій вліво від точки дотику, тобто, разом з точкою дотику, зі швидкістю

$$V_0 = \Omega \cdot r_{\kappa}, \quad (81)$$

де r_{κ} – радіус кульки.

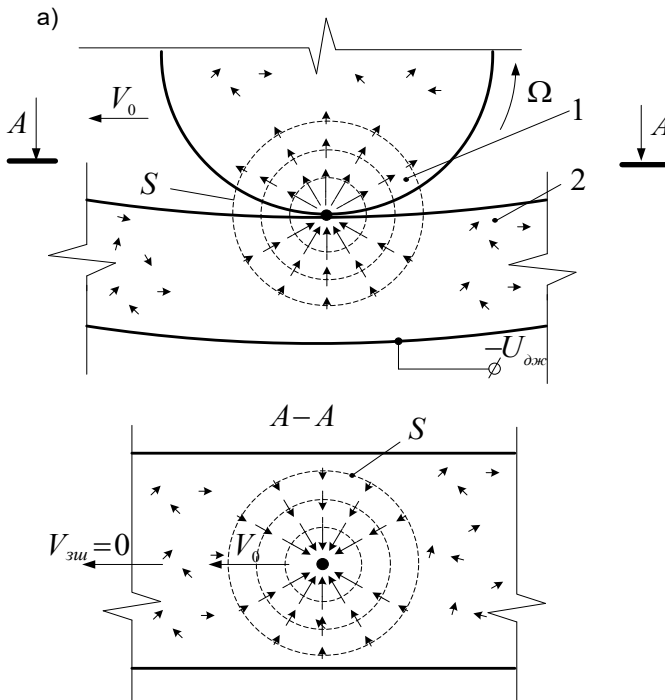


Рис. 39. Просторово неоднорідне розташування електронів в зоні контакту

На рис. 38 у вертикальній (а) і горизонтальній (б) проекціях стрілочками наглядно показано, як по мірі наближення до місця дотику кульки до направляючої спостерігається просторова неоднорідність густини (78, 79) і швидкості (80) руху електронів струму I провідності: густина і швидкість зростають пропорційно напруженості $\vec{\epsilon}$ електричного поля, яка сягає максимуму в області контакту двох середовищ, де площа S_K дотику мінімальна, а (за незмінного по всьому шляху (75) струму I) густина

$$\vec{j}_K = I / S_K \quad (82)$$

буде максимальною. Довжина стрілочок пропорційна швидкості V направленого руху електронів, а їх щільність – густині струму. Отже в тілі направляючої і (аналогічно) в тілі кульки наявні області з різною густиною струму i , відповідно, за деякий кінцевий час Δt різною кількістю електрики, тобто зарядів. За час Δt електрони струму провідності I в сфері S (рис. 39) навколо контакту утворюють заряд q , частини q_1 якого містяться в тілі направляючої, а частина q_2 – в тілі кульки (рис. 40).

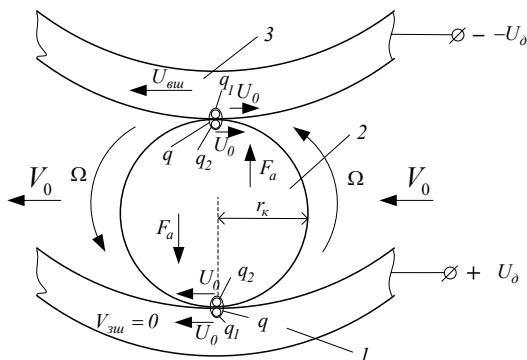


Рис. 40. Система «зовнішня шайба (1), два контакти з кулькою (2), внутрішня шайба (3)

В нерухомій системі координат, пов'язаною з зовнішньою шайбою підшипника, для якої $V_{zu} = 0$, частина q_1 заряду q рухається в тілі і по внутрішній поверхні шайби вліво зі швидкістю V_0 . При цьому q_1 в шайбі в зоні контакту створює елемент струму I_1 :

$$q_1 \cdot V_0 = q_1 \frac{\Delta l_k}{\Delta t} = I_1 \cdot \Delta l_k. \quad (83)$$

В системі координат, нерухомій відносно тіла кульки, яка обертається з кутовою швидкістю Ω відносно центра кульки, частина q_2 заряду q рухається відносно тіла кульки також зі швидкістю V_0 . При цьому заряд q_2 в кульці теж створює елемент струму:

$$q_2 \cdot V_0 = q_2 \frac{\Delta l_k}{\Delta t_k} = I_2 \cdot \Delta l_k. \quad (84)$$

В зв'язку з тим, що швидкість V_0 на декілька порядків більша за швидкість

$$\vec{V} = \beta \vec{c} \quad (85)$$

направленого руху електронів провідності в тілі направляючої і кульки, елементи $I_1 \cdot \Delta l_k$ і $I_2 \cdot \Delta l_k$ можуть бути досить суттєвими в сенсі їх взаємодії за законом Ампера і в сенсі створення за законом Біо–Савара–Лапласа магнітного поля з набігаючої сторони руху кульки. Зі збігаючої сторони відбувається природне розмагнічування феромагнітних середовищ до невеликої остаточної індукції як що матеріал магнітом'який. **У випадку пермалою, який має прямокутну петлю гістерезису, розмагнічування не відбулося**, і тіла колеса і направляючої просто притягнулися, загальмувавши рух.

Елементи струмів $I_1 \cdot \Delta l_k$ і $I_2 \cdot \Delta l_k$ в повітряному зазорі, який зростає від нуля (де кут між напрямком струмів нульовий,

але і плече пари сил F_a нульове) до $r_k/2$ з плечем r_k , але з кутом $\pi/2$, утворюють (згідно до закону Ампера) силу Ампера і момент M_1 , який є лише частиною загального моменту M . Елементи струмів $I_1 \cdot \Delta l_k$ і $I_2 \cdot \Delta l_k$ в тілі феромагнітних середовищ шайби і кульки за законом Біо–Савара–Лапласа намагнічують їх, утворюючи момент M_2 , подібний до M_1 , але в якому замість μ_0 буде фігурувати магнітна стала феромагнетика μ :

$$\mu = \mu_0 \mu_r = (1 + \chi) \mu_0, \quad (86)$$

де χ – магнітна сприйнятливості феромагнетика.

Оскільки μ буде набагато більше μ_0 , **відповідно M_2 набагато більше M_1 .**

Для отримання точної кількісної оцінки загального моменту пари сил, слід скористатися інтегральними рівняннями Максвелла [17] для конкретних феромагнетиків [12, 21] конкретної конфігурації, що є задачею наступних кількісних досліджень.

Процеси в колісній парі Ж. Губера (рис. 37, а) аналогічні процесам в підшипниках. Тільки кожне колесо матиме одну точку контакту, а не дві, як кулька, контакт буде не точковий, а лінійний, радіус r колеса суттєво більший за радіус кульки, більшою буде зона взаємодії елементів струмів $I_1 \cdot \Delta l_k$ і $I_2 \cdot \Delta l_k$ та, відповідно, більшим буде обертальний момент M .

Таким чином, враховуючи існування в тілі феромагнітних направляючих руху зарядів відносно тіла чи, навпаки, в кульках чи колесі, тіла відносно заряду, **вдалося отримати елементи струмів** (83),(84), які, взаємодіючи між собою і з феромагнітним середовищем, створюють сили і моменти згідно до класичних законів Ампера, Біо–Савара–Лапласа, рівнянь Дж. Максвелла. Так зі зростанням струму I момент M буде зростати; при

збільшенні Ω час Δt зменшується, відповідно зменшується заряд q але зростає швидкість V_0 . Тоді для елементів (83), (84) струму i , відповідно, для моменту M існує екстремальна залежність; зміна полярності джерела U_0 і, відповідно, струму I не змінює знак моменту M , в який I за рівняннями Ампера буде входити в квадраті; в нерухомій системі, де Ω і V_0 нульові, момент M відсутній; якщо змінити напрямок обертання (знак Ω), то ці ж ефекти (рис. 39) будуть відбуватися з протилежного боку, підтримуючи початкове обертання; для кількісних розрахунків сил і моментів слід скористатися рівняннями електродинаміки [11, 12, 17]; однак, **факт існування рухомих в тілах направляючої і кульки зарядів q_1 і q_2 , створених неоднорідністю густини електрики, не підлягає сумніву, які за законом Біо–Савара–Лапласа намагнічують феромагнітне середовище з набігаючої від точки контакту сторони, що призводить до їх взаємодії (протягування), і, таким чином, створення обертального моменту. Саме в цьому полягає фізична сутність ефекту Ж. Губера.»**

Здається, все вірно. Однак, тут не враховано, що закон Біо–Савара–Лапласа (рис. 18) (45) діє не тільки на набігаючу, але і на збігаючу (відносно точки дотику) сторону системи «колесо=рейка» чи «кільця-кулька». Отже слід більш детально проаналізувати процеси в зоні дотику.

РОЗДІЛ 2.

ВИЯВЛЕННЯ ВІРНОГО НАПРЯМКУ ПОЯСНЕНЬ ЕФЕКТУ ГУБЕРА (ДРУГЕ НАБЛИЖЕННЯ)

За результатами досліджень, наведених в розділі 1 були аргументовано відкинуті пояснення ефекту:

- *на основі сили Ніколаєва [10];*
- *на основі фундаментальної властивості мінімізації енерговитрат Грамма [8];*
- *на основі термодинамічних деформацій кульки чи колеса в зоні їх дотику до направляючих [3,13];*
- *на основі плазмового ефекту іскри за зоною контакту [3];*
- *на амперівській взаємодії струмів колеса (кульки) і направляючої в зоні контакту [14];*
- *на основі амперівської взаємодії струму на окремих ділянках його криволінійної траєкторії в тілі колеса [14];*
- *на основі модуляції магнітного потоку в підшипниках;*
- *на основі так званої динамічної електризації поверхні колеса чи кульки при проходженні струму через контакт.*

2.1. Дослідження зони контакту

Коло можливих напрямків досліджень звузилось до недостатньо дослідженого процесу, що відбувається в зоні дотику. Конструктивно зона двох близько розташованих струмопровідних тіл може бути представлена як активно-ємнісний елемент з паралельно з'єднаними резистором R_k і конденсатором C_k . А ділянки наближення струму до зони контакту як активно-індуктивний елемент (RL), де внаслідок досить великої площі поперечного перерізу направляючих та тіла колеса

чи кульки активна складова R опору буде набагато менше активної складової опору R_k контакту (рис. 41)

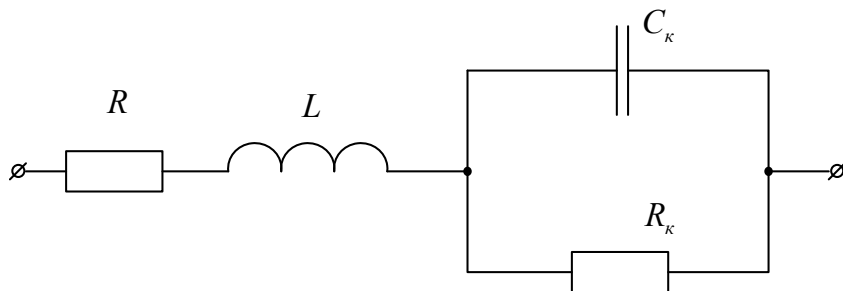


Рис. 41. Схема заміщення кола струму в зоні контакту

Завдяки реактивним елементам (ємності C_k і індуктивності L) може виникати іскріння зліва і справа від зони механічного контакту. Розглянемо колесо радіусу r , ширини b , що рухається з лінійною швидкістю V_0 і кутовою ω_0 по рейці (рис. 42, а).

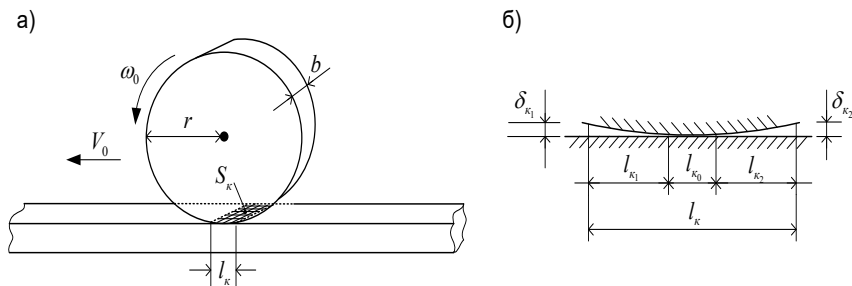


Рис. 42. а) Система «колесо-рейка», б) Зона контакту

З набігаючої сторони на ділянці площею $l_{k1} \cdot b$ виникає частина i_{c1} загального струму I , яка має ємнісний характер:

$$i_{c1}(t) = \frac{dq_1}{dt} = \frac{d}{dt}(U_k \cdot C_1(\tau)) = U_k \frac{dC_1}{dt} = U_k \frac{d}{dt} \left(\frac{\varepsilon_0 S_1}{\delta_{k1}(t)} \right) = U_k \varepsilon_0 S_1 \left(- \frac{d\delta_{k1}(t)}{dt} / \delta_{k1}^2(t) \right) \quad (87)$$

де, так як $\delta_{K_1}(t)$ зменшується, то

$$i_l(t) = \frac{\varepsilon_0 S_1 U_K}{\delta_{K_1}^2(t)} \cdot \left(\frac{d\delta_{K_1}(t)}{dt} \right) > 0. \quad (88)$$

В збігаючій стороні на ділянці площею $l_{K_1} \cdot b$ виникає частина i_{C_2} загального струму I , яка, як і $i_{C_1}(t)$ частково має ємнісний характер:

$$i_{C_2}(t) = \frac{\varepsilon_0 S_2 U_K}{\delta_{K_1}^2(t)} \cdot \left(-\frac{d\delta_{K_2}(t)}{dt} \right) < 0. \quad (89)$$

Вона менше нуля, оскільки $\delta_{K_2}(t)$ збільшується у часі. Враховуючи симетрію відносно середини зони контакту і, прийнявши в першому наближенні лінійний закон зміни $\delta_{K_1}(t)$, $\delta_{K_2}(t)$, можна прийняти, що ємнісні струми i_{C_1} , i_{C_2} взаємокомпенсуються, тобто

$$i_{C_1}(t) + i_{C_2}(t) \cong 0. \quad (90)$$

Однак заряди q_1 , i_{q_2} , внаслідок наявності напруги U_K і ємностей C_1 і C_2 , будуть мати місце. Якщо маємо колісну пару Губера, то потенціал ϕ_1 однієї рейки-полюс, другої ϕ_2 мінус, а коліс – нуль. Тобто в зонах $l_{K_1} \cdot b$ і $l_{K_2} \cdot b$ має місце не збалансований (як у звичайному конденсаторі підключеному до джерела $\pm U_K$) заряд

$$q_{C_1} + q_{C_2} = \frac{U_K}{2} \cdot C = q_C, \quad (91)$$

де $C = C_1 + C_2$.

Ще більший заряд q_0 має місце в зоні $l_{K_0} \cdot b$ безпосереднього контакту. Внаслідок його не ідеальності мають місце мікрозазори δ_{K_0} , між тілом колеса і рейки. Внаслідок кінцевості площі $S_{K_0} = l_{K_0} \cdot b$ і майже нескінченно малого зазору δ_{K_0} , ємність C_0 може бути досить як у іонисторах чи над-конденсаторах відчутною:

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 S_{\kappa_0}}{\delta_{\kappa_0}}. \quad (92)$$

Так для контакту колеса вагона і рейки (рис. 43) ємність C_0 наближено дорівнюватиме

$$C_0 \cong \frac{8.85 \cdot 10^{-12} \cdot (0.02 \div 0.03) \cdot 0.1}{10^{-6}} = (0.018 \div 0.027) \mu\text{кФ}.$$

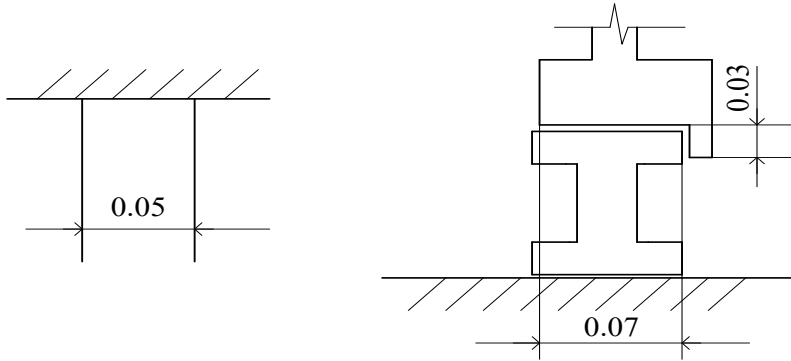


Рис. 43. Контакт колеса і рейки

Якщо прийняти напруги $U_K = 10\text{В}$, то заряд q_0 складе $(0,18 \div 0,27) \cdot 10^{-6}$ Кл. Сумарний заряд $q_{\Sigma} = q_0 + q_c$ буде ще більшим. Отже слід звернути увагу на ємнісні ефекти, завдяки яким в зоні контакту колеса і рейки утворюється не збалансований заряд q_{Σ} .

2.2. Дивергенція концентрації зарядів в зоні контакту

В статті А.М. Сільвестрова, Д.К. Зіменкова «Просте пояснення ефекту Губера» [18] вважалося, що заряд q в зоні контакту має місце внаслідок згущення потоку електрики. Приведемо де-які частини статті: «Специфіка електродинаміки

полягає в тому, що вона вивчає просторово не однорідні системи з нерівномірним розподілом зарядів, з додатковими степенями свободи руху. В результаті цього силові показники системи будуть залежними не тільки від струму I , а і від положення і руху складових системи у відповідних системах координат [12, 17, 21].»

Розглянемо (рис. 44) систему «направляючі – зона контакту – кулька» в умовах, за яких кулька, обертаючись з кутовою швидкістю Ω проти часової стрілки, котиться по нерухомій зовнішній направляючій вліво від точки дотику, тобто, разом з точкою дотику, зі швидкістю

$$V_0 = \Omega \cdot r_k, \quad (93)$$

де r_k – радіус кульки.

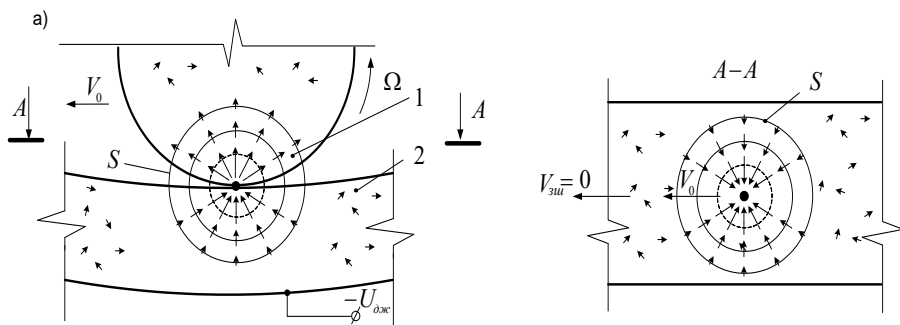


Рис. 44. Просторово неоднорідне розташування електронів в зоні контакту

На рис. 44 у вертикальній (а) і горизонтальній (б) проекціях стрілочками наглядно показано, як по мірі наближення до місця дотику кульки до направляючої спостерігається просторова неоднорідність густини і швидкості руху електронів струму I провідності: густина і швидкість зростають пропорційно на-

пруженості ε електричного поля, яка сягає максимуму в області контакту двох середовищ, де площа S_K дотику мінімальна, а (за незмінного по всьому шляху струму I) густина $j_K = I/S_K$ буде максимальною. Довжина стрілочок пропорційна швидкості V направленого руху електронів, а їх щільність – густині струму. Отже на поверхні і в тілі направляючої і (аналогічно) в тілі кульки наявні області з різною густиною струму і, відповідно, за деякий кінцевий час Δt різною кількістю електрики, тобто зарядів. За час Δt електрони струму провідності I в сфері S подібний до конденсатора з ємністю і провідністю (рис. 44) навколо контакту утворюють заряд q , частини q_1 якого містяться на поверхні і в тілі направляючої, а частина q_2 – на поверхні і в тілі кульки (рис. 45).

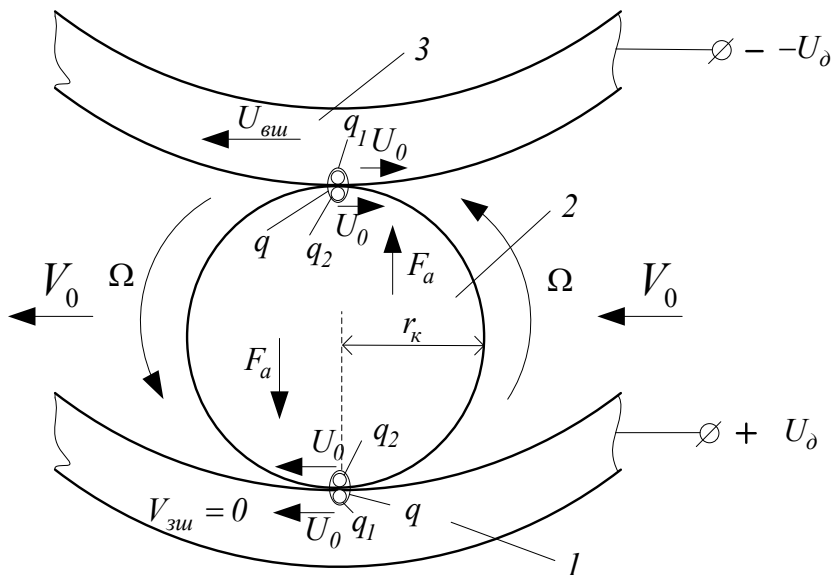


Рис. 45. Система «зовнішня шайба (1), два контакти з кулькою (2), внутрішня шайба (3)»

В нерухомій системі координат, пов'язаною з зовнішньою шайбою підшипника, для якої $V_{\text{ши}} = 0$, частина q_1 заряду q рухається в тілі і по внутрішній поверхні шайби вліво зі швидкістю V_0 . При цьому q_1 в шайбі в зоні контакту створює елемент струму I_1 :

$$q_1 \cdot V_0 = q_1 \frac{\Delta l_{\kappa}}{\Delta t} = I_1 \cdot \Delta l_{\kappa}. \quad (94)$$

В системі координат, нерухомій відносно тіла кульки, яка обертається з кутовою швидкістю Ω відносно центра кульки, частина q_2 заряду q рухається відносно тіла кульки також зі швидкістю V_0 . При цьому заряд q_2 в кульці теж створює елемент струму:

$$q_2 \cdot V_0 = q_2 \frac{\Delta l_{\kappa}}{\Delta t_{\kappa}} = I_2 \cdot \Delta l_{\kappa}. \quad (95)$$

$$q_2 \cdot V_0 = q_2 \frac{\Delta l_{\kappa}}{\Delta t_{\kappa}} = I_2 \cdot \Delta l_{\kappa}. \quad (95)$$

В зв'язку з тим, що швидкість V_0 на декілька порядків більша за швидкість $V = \beta \cdot \bar{\varepsilon}$ направленої руху електронів провідності в тілі направляючої і кульки, елементи $I_1 \cdot \Delta l_{\kappa}$ і $I_2 \cdot \Delta l_{\kappa}$ можуть бути досить суттєвими в сенсі їх взаємодії за законом Ампера і в сенсі створення за законом Біо–Савара–Лапласа магнітного поля з набігаючої сторони руху кульки. Зі збігаючої сторони відбувається природне розмагнічування феромагнітних середовищ до остаточної індукції, якщо матеріал магнітом'який. У випадку пермалою, який має прямокутну петлю гістерезису, розмагнічування не відбувалося, і тіла колеса і направляючої просто притягнулися, загальмувавши рух.

Елементи струмів $I_1 \cdot \Delta l_K$ і $I_2 \cdot \Delta l_K$ в повітряному зазорі, який зростає від нуля (де кут між напрямком струмів нульовий, але і плече пари сил F_a нульове) до $r_K/2$ з плечем r_K , але з кутом $\pi/2$, утворюють (згідно до закону Ампера) силу Ампера і момент M_1 , який є лише частиною загального моменту M . Елементи струмів $I_1 \cdot \Delta l_K$ і $I_2 \cdot \Delta l_K$ в тілі феромагнітних середовищ шайби і кульки за законом Біо–Савара–Лапласа намагнічують їх, утворюючи момент M_2 , подібний до M_1 , але в якому замість μ_0 буде фігурувати магнітна стала феромагнетика μ :

$$\mu = \mu_0 \mu_r = (1 + \chi) \mu_0 ,$$

χ – магнітна сприйнятливість феромагнетика.

Оскільки μ буде набагато більше μ_0 , відповідно M_2 буде набагато більше M_1 . Для отримання точної кількісної оцінки загального моменту пари сил, слід скористатися інтегральними рівняннями Максвелла [13] для конкретних феромагнетиків конкретної конфігурації.

Процеси в колісній парі Ж. Губера аналогічні процесам в підшипниках. Тільки кожне колесо матиме одну точку контакту, а не дві, як кулька, контакт буде не точковий, а лінійний, радіус r колеса суттєво більший за радіус кульки, більшою буде зона взаємодії елементів струмів $I_1 \cdot \Delta l_K$ і $I_2 \cdot \Delta l_K$ та, відповідно, більшим буде момент M .

Висновки

Таким чином, враховуючи існування в тілі і на поверхні феромагнітних направляючих руху зарядів відносно тіла чи, навпаки, в кульках чи колесах, тіла відносно заряду, вдалося отримати елементи струмів (94), (95), які, взаємодіючи між собою і

з феромагнітним середовищем, створюють сили і моменти згідно до класичних законів Ампера, Біо–Савара–Лапласа, рівнянь Дж. Максвелла. Зі зростанням струму I момент M буде зростати; при збільшенні Ω час Δt зменшується, відповідно зменшується заряд q , але зростає швидкість V_0 . Тоді для елементів (94), (95) струму i , відповідно, для моменту M існує екстремальна залежність; зміна полярності джерела U_∂ і, відповідно, струму I не змінює знак моменту M , в який I за рівняннями Ампера входить в квадраті; в нерухомій системі, де Ω і V_0 нульові, момент M відсутній; якщо змінити напрямок обертання (знак Ω), то ці ж ефекти (Рис.45) будуть відбуватися з протилежного боку, підтримуючи початкове обертання; для кількісних розрахунків слід скористатися рівняннями електродинаміки [11]; однак факт існування рухомих зарядів q_1 і q_2 , не підлягає сумніву, які за законом Біо – Савара – Лапласа намагнічують феромагнітне середовище з набігаючої від точки контакту сторони, що призводить до їх взаємодії (протягування), і, таким чином, створення обертального моменту. Саме в цьому полягає фізична сутність ефекту Ж. Губера.

Можливо дійсно згущення електрики в зоні контакту теж утворює заряд q , але це потребує додаткових досліджень. Однак **важливим результатом цієї статті є виявлення елементів $I_1 \cdot \Delta l_K$, $I_2 \cdot \Delta l_K$ струмів, які утворилися від рухомих зарядів $q_1 \cdot V_0$ і $q_2 \cdot V_0$, а також їх взаємодії на основі закону Біо-Савара-Лапласа. Дію останнього однак розглянуто тільки з набігаючої сторони. Але він також буде діяти і на збігаючу. Це залишилось поза уваги дослідників.**

2.3. Заряд, як добуток струму на час

В статті А. Сільвестрова, Д. Зіменкова, Н. Беленок «Объяснение физической сущности эффекта Губера в колесных и подшипниковых парах» [27] окрім матеріалу, наведеного в попередній статі, подано наступне:

«Ж. Губер тоже считал, что эффект имеет электродинамическую природу, поскольку в нем присутствуют ток I и механическое движение магнетиков, которые являются частью электрической цепи [6]. Однако объяснить эффект не смог, потому что, как будет объяснено далее, ток I непосредственно не создает момента (рис. 46) .

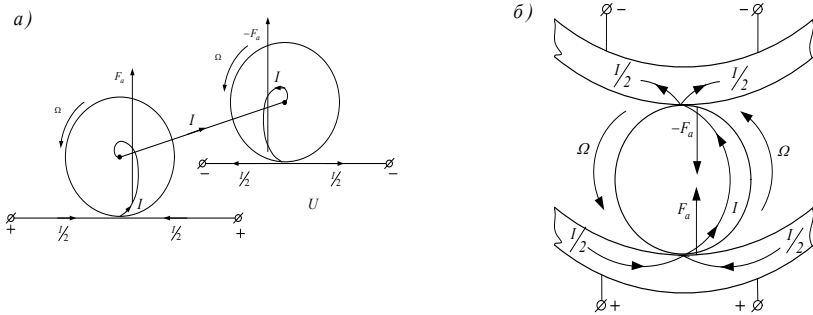


Рис. 46. Компенсация сил $\pm F_a$ взаимодействия токов I и $I/2$ в колесной паре (а) двигателя Ж. Губера и подшипниках двигателя Косырева–Мильроя (б).

Если учитывать вращательное движение колеса или шарика, то вектор \vec{j} плотности тока в них имеет две составляющие: радиальную (ток проводимости) и тангенциальную (ток переноса зарядов подвижным телом). Именно последняя по закону Ампера взаимодействует с током $I/2$ направляющих. Однако **одинаковые** силы $\pm F_a$, и, соответственно, **моменты** $\pm M$

в колесах или в двух зонах соприкосновения шариков будут противоположно направлены, и **взаимно компенсированы**.

Для объяснения эффекта Ж. Губера рассмотрим составляющие замкнутой цепи, как путь прохождения тока I . Из законов Кирхгофа и Ома следует, что

$$U = I(2R_l + R_2 + 2R_k),$$

где: U – напряжение источника питания цепи током I ; $2R_l$ – два сопротивления направляющих, которые подключены к полюсам источника U ; R_2 – сопротивление обоих колес и вала между ними или сопротивление n параллельно включенных шариков в двух подшипниках, за исключением зоны контакта; R_k – сопротивление контакта колеса с рельсом в двигателе Ж. Губера или сопротивление $2n$ контактов в подшипниковой паре двигателя Косырева–Мильроя. Учитывая, что площадь S_i поперечного сечения направляющих, колес и вала или шариков гораздо больше площади S_k контакта колеса или шарика, а ток I в неразветвленной цепи одинаков, следует ожидать, что падение напряжения и плотность j_k тока I в малой области точки или линии контакта будет намного больше, чем в других i -ых частях цепи:

$$\vec{j}_k \cong \frac{S_i}{S_k} \vec{j}_i. \quad (96)$$

Исходя из закона Ома в дифференциальной форме

$$\vec{j} = \gamma \vec{\epsilon}, \quad (97)$$

где γ – удельная проводимость, при примерно одинаковой удельной проводимости всех составляющих цепи, можно ожидать, что напряженность $\vec{\epsilon}_k$ электрического поля в зоне контакта также будет существенно большей от напряженности $\vec{\epsilon}_i$ в i -ых

других частях круга. Соответственно, больше будет и средняя скорость \vec{V}_K направленного движения электронов:

$$\vec{V}_K = \beta \vec{E}_K, \quad (98)$$

где β – коэффициент подвижности свободных электронов [22].

Если принять длину пути тока I через контакт достаточно малой, но конечной величиной l_K (рис. 47), то в достаточно малой области контакта за время контакта t_K образуется заряд q_K :

$$q_K \cong j_K S_K t_K \cong \frac{j_K S_K V_K}{l_K}. \quad (99)$$

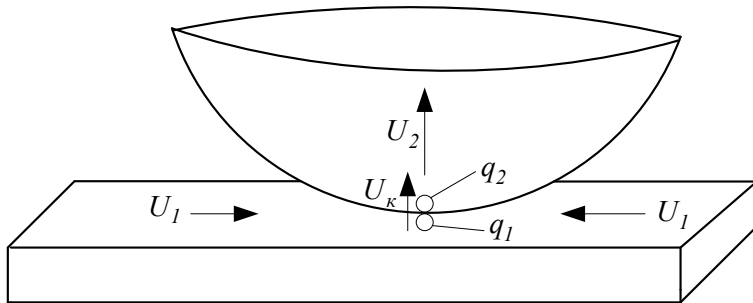


Рис. 47. Заряд $q_K = q_1 + q_2$ в зоне соприкосновения шарика к направляющей

При условии неподвижности шарика или колеса заряд q_2 (рис. 47) движется по диаметру под действием небольшой напряженности \vec{E}_i в теле колеса или шарика. Вследствие взаимной перпендикулярности векторов \vec{V}_1 и \vec{V}_2 или \vec{V}_K скорости движения зарядов, сила F_a Ампера взаимодействия элементов токов $q_1 \cdot \vec{V}_1$ и $q_2 \cdot \vec{V}_2$ либо $q \cdot \vec{V}_K$ будет равняться нулю. При наличии движения с угловой скоростью Ω и линейной $\Omega \cdot r$, где r –

радиус шарика или колеса, направление скорости V_2 искривляется (рис.46) и возникает [2,6] не нулевая сила Ампера F_a и момент \vec{M} . Однако, как было показано (рис. 46), на втором колесе или другой стороне шарика возникает противоположная по направлению сила $-F_a$ и момент $-M$. В результате суммарный момент равняется нулю. Таким образом, как в статике ($\Omega = 0$), так и в динамике ток I цепи (1) крутящего момента M не создает. Очевидно это и заставило исследователей [1, 2, 3] отыскивать другие в том числе и не электродинамические причины движения (тепловую, пневматическое и др.)».

2.4. Двостороння дія закону Біо–Савара–Лапласа

Подальше наближення до привільного пояснення ефекту Губера набуло в статі А. Сільвестрова, Д. Зіменкова «Ефект Губера» [23]. Тут вперше було враховано дію закону Біо–Савара–Лапласа і на збігаючій стороні контакту. Надамо деякі складові цієї статті:

«Как показали наблюдения, для возникновения крутящего момента M , кроме наличия движения колес или шариков, необходимо чтобы колеса (шарики) и направляющие были ферромагнитными, соответственно где-то должен существовать источник намагничивания ферромагнетика колес (шариков) и направляющих; чтобы намагничивания тел было не равновесным относительно точки контакта (в сторону движения оно должно быть большим, чем в противоположную), материал ферромагнетика был магнито-мягким; смазка подшипников, если она не густая, также несколько улучшала показатели двигателя Косырева–Мильроя. Однако ток I , который имел место во всем контуре «источник–потребитель», непосредственно не

мог создавать не равновесное магнитное поле, которое, соответственно, не равновесно намагничивало ферромагнетики и путем их протягивания с набегающей стороны колес или шариков создавало крутящий момент.

Для выявления причины, которая это сделала, следует учесть специфику электродинамики, а именно наличие движения точки соприкосновения, как относительно неподвижной направляющей, так и относительно системы координат колеса или шарика, неподвижной относительно тела колеса или шарика. В обеих системах координат точка соприкосновения (при условии что колеса или шарики вращаются с угловой скоростью Ω против движения часовой стрелки) движется влево со скоростью

$$V_0 = \Omega \cdot r, \quad (100)$$

где r – радиус колеса или шарика. Чтобы установить наличие в этой пространственно неоднородной системе зарядов и их неравномерное распределение, где показатели системы будут зависимыми как от тока, так и от положения и движения ее составляющих, необходимо детально проанализировать процессы непосредственно в зоне контакта.

При неподвижности колеса или шарика ($V_0 = 0$) неподвижная зона контакта состоит из подзоны «а» непосредственно механического и электрического контакта, которая зависит от степени шероховатости поверхностей и механического давления, и подзоны «b» чисто электрического контакта, расположенной симметрично вокруг зоны механического контакта (рис. 48), которая имеет зазор δ возрастающий по закону

$$\delta(\alpha) = r(1 - \cos \alpha), \quad (101)$$

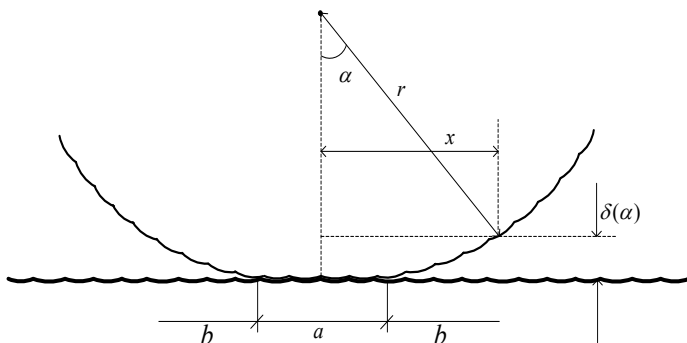


Рис. 1. Зона электрических и механических контактов

Где α – угол, равный $\arcsin x/r$, x – расстояние от оси прикосновения. Ток I , как поток вектора электрической плотности \vec{j} через общую поверхность S контакта, поданной в виде суммы электрических трубок k -й плотности j_k через сечение k -й трубки ΔS_k .

$$I = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \cong \sum_{K=1}^N j_k \cdot \Delta S_k. \quad (102)$$

В зоне «а» механического контакта часть I_1 , тока I исчисляется по закону Ома, как напряжения U_k на контакте, деленное на электрическое сопротивление R_k контакта. В зоне воздушного зазора δ происходит ионизация воздуха и электрический пробой зазора вследствие достаточно большой напряженности ε электрического поля:

$$\varepsilon(\alpha) = \frac{U_k}{\delta(\alpha)} = \frac{U_k}{r(1 - \cos \alpha)}, \quad (103)$$

где U_k составляет несколько единиц или десятков вольт, а зазор, в зависимости от α изменяется от микрон до миллиметров. Поэтому общий поток I электронов, кроме тока проводимости I_1 , будет иметь ток I_2 пробоем диэлектрика, как поток

электрических зарядов q через воздушный зазор δ , движущихся со скоростью V_q , пропорциональной напряженности электрического поля в ионизированном воздухе зазора.

Таким образом, при условии $V_0 = 0$, имеем симметричное распределение плотностей j_k тока I и зарядов, как на поверхностях ферромагнитных тел в зоне контакта, так и в воздушном ионизированном зазоре $\delta(\alpha)$. Ток I симметрично намагничивает ферромагнитные тела колеса (шарики) и направляющих, и не приводит к образованию крутящего момента M .

Иную картину наблюдаем при движении колеса или шарика, состоящего из вращающегося со скоростью Ω и поступательного со скоростью V_0 (100) движения (рис. 49).

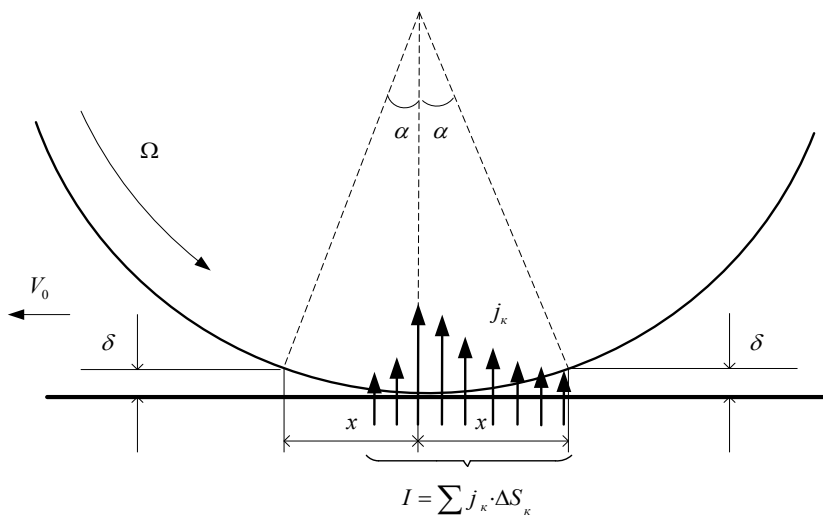


Рис. 49. Асимметричное распределение плотности j_k тока I

Ток $j_k \cdot \Delta S_k$ каждой k -й трубочки в ферромагнитном теле направляющей и колеса (шарика) создает вокруг себя в μ раз более сильную магнитную индукцию чем в вакууме. Для вакуума, по закону полного тока,

$$\int_L^0 \vec{B}_K \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_K. \quad (104)$$

Для ферромагнетика в выражении (104) вместо μ_0 следует подставить $\mu \cdot \mu_0$, где μ – относительная магнитная постоянная, для различных сталей лежит в пределах $10^3 \div 10^4$. Соответственно больше будет и индуктивность L каждой трубки тока. Во время движения колеса или шарика точка соприкосновения перемещается со скоростью V_0 . Это приводит с набегающей стороны к замыканию зазора δ и образования новых трубок $j_K \cdot \Delta S_K$, а со сбегающей – к размыканию цепи трубок. То есть имеет место процесс коммутации электрических цепей трубок $j_K \cdot \Delta S_K$ токов I_K . Наличие индуктивности L трубок с током I_K в ферромагнитной среде, согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, создает в зоне коммутации электродвижущую силу

$$\varepsilon_K = -L \frac{dI_K}{dt}, \quad (105)$$

которая по правилу Ленца направлена таким образом, чтобы уменьшить скорость $\frac{dI_K}{dt}$ изменения тока I_K . С набегающей стороны ε_K направлена навстречу напряжению U_K на контакте, уменьшая скорость роста I_K ; со сбегающей стороны, наоборот, ε_K будет добавляться к напряжению U_K , тем самым поддерживая токи I_K справа от контакта. Чем больше индуктивность L , а также чем больше скорость Ω тем больше будет асимметрия распределения трубок $j_K \cdot \Delta S_K$ в пользу сбегающей стороны. Действительно, в $R_K L_K$ – цепи в k -й трубке при коммутации в первом приближении имеют место два типа переходного процесса:

– при подключении

$$I_{\kappa}(t) = I_{\kappa y} \left(1 - e^{-\int_0^t \frac{d\theta}{\tau_{\kappa}(\theta)}} \right), \quad (106)$$

где: $I_{\kappa y}$ установившееся значение I_{κ} ; θ – время,

$$\tau_{\kappa} = L_{\kappa} / R_{\kappa}(\theta), \quad (107)$$

– при отключении

$$I_{\kappa}(t) = I_{\kappa y} e^{-\int \frac{d\theta}{\tau_{\kappa}(\theta)}}. \quad (108)$$

Чем больше скорость V_0 (100), тем (согласно (106)) меньше трубок токов I_{κ} образуется с набегающей стороны и (согласно (9)) больше со сбегающей. Каждая трубка, преодолевая воздушный зазор $\delta(\alpha_{\kappa})$, образует в нем электрический заряд q_{κ} (разряд, искру, дугу):

$$q_{\kappa} = j_{\kappa} \cdot \Delta S_{\kappa} \cdot \Delta t_{\kappa} = I_{\kappa} \cdot \Delta t_{\kappa}, \quad (109)$$

где Δt_{κ} – время прохождения носителей тока I_{κ} через зазор $\delta(\alpha_{\kappa})$. Суммарный заряд q_{Σ} будет равен сумме всех зарядов слева и справа от точки соприкосновения с координатой $x_{екв}$:

$$x_{екв} = \frac{\sum_{\kappa=1}^N I_{\kappa} \cdot x_{\kappa}}{\sum_{\kappa=1}^N I_{\kappa}} = \frac{\sum_{\kappa=1}^N I_{\kappa} \cdot x_{\kappa}}{I}, \quad (110)$$

где координаты x_{κ} справа от точки соприкосновения берутся со знаком «минус», слева – «плюс».

Эквивалентный суммарному пространственному заряду q_{Σ} точечный заряд q_e будет смещен вправо на расстояние $x_{екв}$.

от точки соприкосновения. Соответственно, воздушные зазоры слева и справа от координаты $x_{екв}$. заряда $q_e = q_\Sigma$ будут разными:

– слева

$$\delta_1(\alpha) = r(1 - \cos(\alpha_e - \Delta\alpha)), \quad (111)$$

– справа

$$\delta_2(\alpha) = r(1 - \cos(\alpha_e + \Delta\alpha)), \quad (112)$$

Где $\Delta\alpha$ меняется от нуля до значения α_{max} , при котором разряд прекращается. С ростом V_0 от нуля до максимально возможной для данного источника питания, $x_{екв}$. тоже растет от нуля до максимального вследствие увеличения количества трубок I_K со сбегавшей стороны. Действительно согласно (108), трубка размыкается примерно за $3\tau_K$. За это время длина x зоны существования трубок составит $V_0 \cdot 3\tau_K$. Если на каждую трубку приходится Δx пути, то их количество $n = V_0 \cdot 3\tau_K / \Delta x$.

Заряд q_e движется в воздушном зазоре за точкой соприкосновения со скоростью V_0 . При этом в пространстве траектории движения заряда, согласно закону Био–Савара–Лапласа, он, как элемент $I_y \cdot dl$ некоторого условного тока I_y , где

$$q_e \cdot V_0 = q_e \frac{dl}{dt} = I_y \cdot dl, \quad (113)$$

образует в соответствующей точке пространства магнитное поле индукции $d\vec{B}$ (рис. 50):

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_y \cdot dl \cdot \sin \beta}{r^2}, \quad (114)$$

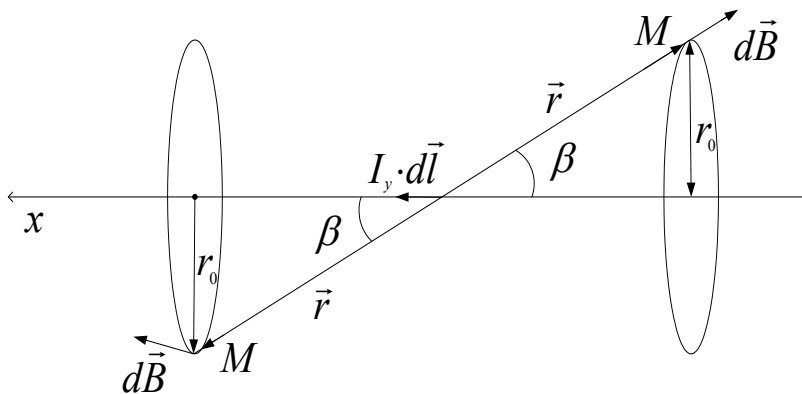


Рис. 50. Закон Био–Савара–Лапласа

Где r , r_0 расстояние до точки M , в которой элемент тока $I_y \cdot d\vec{l}$ создает индукцию $d\vec{B}$. Для расчета магнитного поля $\Phi(r_1 r_0)$ следует проинтегрировать $dB(r_1 r_0)$ по всему заданному пространству в пределах $r \in \{0, \pm r_{max}\}$, $r_0 \in \{0, \pm r_{0max}\}$. Если же в это воздушное пространство ввести ферромагнитные тела, то они локально намагнитятся от элемента $I_y \cdot d\vec{l}$ и, имея воздушный зазор $\delta(\alpha)$ (111, 112), с целью минимизации энергии W_M магнитного поля [8], образуют силы F_M , которые действуют на увеличение магнитной проводимости Y_M зазора $\delta(\alpha)$, то есть на уменьшение зазора:

$$F_M = \frac{dW_M}{d\delta}. \quad (115)$$

Сила F_M , как известно [21], пропорциональна квадрату условного тока I_y , обратно пропорциональна квадрату зазора δ и действует на уменьшение зазора δ (увеличение магнитной проводимости Y_M). Как видим (рис. 51), условия намагничивания и взаимопритяжения ферромагнетиков слева существенно лучше аналогичных условий справа от точки соприкосновения.

Слева $\delta_1(\alpha)$ проходит через нуль и медленно растет (111) до α_{max} , тогда как справа $\delta_2(\alpha)$ сразу возрастает (112) от α_e до α_{max} .

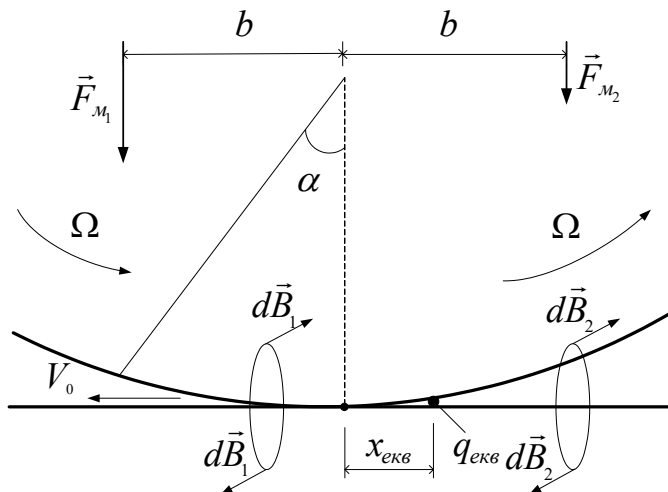


Рис. 51. Асимметричное расположение заряда q_{eqv}

Элемент $I_y \cdot d\vec{l}$ несимметрично локально намагничивает тела ферромагнетиков в зоне контакта. По перемещению точки контакта, в силу магнитомягкости ферромагнетиков, они размагничиваются до небольшой остаточной намагниченности. Это дает возможность на следующем шаге повторить весь процесс, обеспечивая постоянное воздействие крутящего момента (рис. 51):

$$M = (F_{M1} - F_{M2})b, \quad (116)$$

где b – плечо равнодействующих сил F_{M1} и F_{M2} .

Однако с ростом V_0 (или Ω) дальнейшее их увеличение, после некоторого экстремального роста x_{eqv} , приводит к уменьшению F_{M1} и росту F_{M2} и, как следствие, уменьшению момента M . Зависимость $M(\Omega)$ носит экстремальный характер, подобный

моментной характеристике однофазного асинхронного двигателя.»

Однак, розглядаючи тільки миттєві значення сил \vec{F}_{M_1} і \vec{F}_{M_2} (рис. 51), автори роблять невірний висновок, що F_{M_1} більше F_{M_2} . Навпаки, зсув $x_{екв}$ заряду $q_{екв}$ вправо від точки дотику збільшить миттєве значення моменту протидії обертанню Ω .

Згадуючи двигун Косирєва–Мільроя, який на кафедрі загальної електротехніки КПІ демонстрував А.В. Нетушил, та не зовсім вдалі власні експерименти, ми звернули увагу на **наявність маховика у двигуні Косирєва–Мільроя, що мав суттєвий динамічний момент інерції**. Отже слід розглянути не миттєві значення відповідних сил і моментів, а так звані імпульси сил і моментів. Це дало можливість повністю пояснити ефект.

2.5. Необхідна умова наявності динамічного моменту інерції

Статті А.М.Сільвестрова, Д.К. Зіменкова «Взаємодія законів електродинаміки в ефекті Ж. Губера» [24,25] та «Interaction of the laws of electrodynamics in the Huber effect)», в яких подано остаточне пояснення процесів, що мають місце в ефекті Ж. Губера:

2.5.1. Загальна частина

1.Вступ

Деколи проблема фізики полягає в бажанні отримання точного математичного опису процесів в об'єктах реального світу. Але неможливо отримати фізико-математичну модель,

ізоморфну реальним процесам. Відповідно до законів загальної взаємодії елементів та нерозривності матерії і руху, логічно стверджувати, що не існують лінійна залежність між окремими фізичними явищами, автономні (ідеально ізольовані) об'єкти, стаціонарні детерміновані і стохастичні процеси, фізичні константи та ін. Як приклад, у зв'язку напруги і струму, поданого законом Ома як пряма пропорційність, ігноруються закони термодинаміки, з яких витікає, що коефіцієнт пропорційності (електричний опір) буде залежати від температури, а вона (за законом Джоуля–Ленця) від струму та часу. Тому інколи успіх пояснення того чи іншого явища залежить від розумного компромісу між точністю і складністю його математичної моделі. Саме такий підхід використано нижче для пояснення ефекту Ж. Губера.

Ефект Ж. Губера з позиції зовнішнього спостерігача

Якщо колісна пара Ж. Губера [13] котиться по рейкам, або вал і внутрішня шайба підшипників двигуна Косирєва–Мільроя обертаються, то, за наявності електричного струму в контактні коліс (чи кульок) з направляючими, виникає обертальний момент M . Швидкість Ω обертання збільшується зі зростанням струму I ; не залежить від його напрямку, постійності чи синусоїдності струму; дорівнює 0, якщо матеріал не феромагнітний; за незмінності напруги реального джерела живлення залежність M від Ω екстремальна. Для $\Omega = 0$, $M = 0$, далі M зростає до максимального M_{\max} . Далі, якщо механічний момент протидії менше M_{\max} , Ω продовжує зростати, але зменшується M . Далі, якщо момент протидії змінив знак, за деякої синхронної швидкості Ω_c , $M = 0$, і далі, зі зростанням $\Omega > \Omega_c$, $M < 0$.

Огляд існуючих намагань пояснити ефект Ж. Губера

Розглянуте явище виявлено Ж.Губером в 1951 році. Пояснення ефекту, подані різними вченими [3,5,6,13], на жаль, не відповідали фізичній сутності явища. Вважалося [5,13], що момент виникає від взаємодії за законом Ампера струмів направляючої і колеса чи кульки, які розташовані під гострим кутом. Це створювало б момент, якби на другому колесі колісної пари Ж. Губера чи другій стороні кульки підшипника такий же момент не мав протилежного знаку. Вважалося [13], що момент виникає від іскри і збільшення тиску повітря на збігаючій стороні контакту. Щоб це підтвердити [6], підшипники помістили у вакуумний ковпак і поступово відкачали повітря. Рух припинився. Можливо, мав місце перегрів і заклинювання підшипників внаслідок суттєвого зменшення у вакуумі тепло-відбору від розігрітих струмом кульок до 250°C , і це привело до їх зупинки, а, можливо, і відсутність у вакуумі іскри? Тільки, чи пневматична дія іскри створювала момент? Автор роботи [11] за 1982 рік стверджує, що іскри не є причиною, а в роботі [6] за 1973 рік він вважав причиною саме їх. Про негативний вплив іскріння на рух говориться в [11]. Термодинамічне пояснення [5] виникнення моменту від теплової деформації направляючих, яка, начебто, створює гірку, з якої скочується кулька чи колесо, не враховує їх значної теплової інерційності і могло б мати місце лише для надмалих швидкостей Ω . Але за таких Ω момент не виникає. В [9] пропонуються положення, які не відповідають класичним законам фізики, наприклад, наявність магнітної індукції, створеної струмом, і співпадаючої з ним же за напрямком. Додаткові неясності внесли роботи [3,9], де ефект Губера об'єднано з нез'ясованим ефектом Дж. Серла.

Абстрактний математичний варіаційний підхід в роботі [8] теж не розкриває фізику явища.

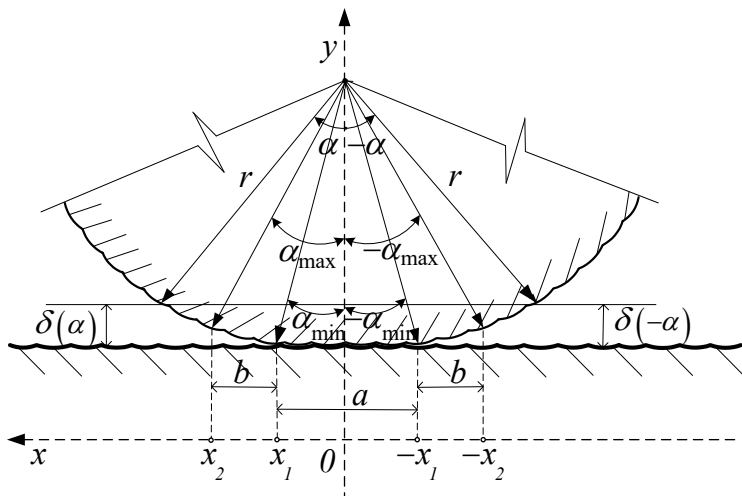


Рис. 52. Зона контакту: « a » – електромеханічного і « b » – електричного контактів

Як показали спостереження, для виникнення обертального моменту M , окрім наявності руху, необхідно, щоб колеса (кульки) і направляючі були феромагнітними. Відповідно до цього повинно існувати джерело намагнічування коліс (кульок і направляючих). Намагнічування тіл повинно бути несиметричним відносно точки контакту: в сторону руху більшим; матеріал феромагнетику повинен бути магнітом'яким; змазка підшипників, якщо вона не густа, також дещо покращує показники. Однак, струм I в колі «джерело–споживач» безпосередньо не може створювати несиметричне магнітне поле, яке б несиметрично намагнічувало феромагнетики і, шляхом їх притягання з набігаючої сторони з подальшим розмагнічуванням,

створювало обертальний момент M . Пояснення ефекту залишались не вирішеним.

2.5.2. Пояснення ефекту на основі законів електродинаміки рухомих тіл

Специфіка електродинаміки [11,12,26] полягає у вивченні просторово неоднорідної системи з нерівномірним розподілом зарядів q і додатковими степенями вільності руху. Тобто силові показники системи залежать не тільки від струму I , а від положення і руху складових системи.

Розглянемо систему «направляючі – зона контакту – колесо чи кулька». Колеса чи кульки радіусу r , обертаються з кутовою швидкістю Ω проти годинникової стрілки. Вони котяться по нерухомих направляючих вліво від точки дотику з лінійною швидкістю V_0 :

$$V_0 = \Omega \cdot r. \quad (117)$$

У колісній парі Губера рейки мають значний попередній переріз (по відношенню до площі контакту рейки з колесом). Тому падіння напруги у рейці відносно падіння в зоні контакту не суттєве, а напруга на контакті майже не залежить від місця підключення рейки до джерела. Площі перерізу колеса і вала також великі. Їх опір струму також буде набагато меншим опору зони контакту. Подібна ситуація має місце і в підшипниках. Таким чином, майже всю напругу джерела буде прикладено до двох послідовно увімкнених контактів коліс, або чотирьох послідовно і n паралельно увімкнених контактів двох

підшипників, де n – кількість кульок в підшипнику. Тому слід проаналізувати процеси в зоні контактів.

Потік I електрики q через зону нерухомого контакту

Зона контакту не є ідеальною лінією для колеса чи точкою для кульки (рис.48). Вона має кінцеву область с неідеального (внаслідок шероховатості поверхонь) електромеханічного контакту, яку оточує область « b » суто електричного контакту через невеликий повітряний чи масляний зазор δ .

В межах $\pm x_1$ в зоні « a », внаслідок шероховатості поверхонь, має місце механічний контакт з резистивним опором R_a і повітряний – з ємністю C_a . Опір R_a залежить від площі безпосереднього контакту поверхонь, питомого опору ρ_k контактного середовища і середньої товщини l_k зони механічного контакту:

$$R_a \cong \frac{\rho_k l_k}{S_k}. \quad (118)$$

Ємність C_a в зоні « a » з'являється внаслідок не ідеальності контакту, тобто наявності мікрозазорів між поверхнями. Вона пропорційна частині S_a площі S_k , діелектричній проникності ϵ повітря і зворотно пропорційна товщині $\delta(\alpha)$ мікрозазору:

$$C_a \cong \frac{\epsilon S_a}{\delta(\alpha)}. \quad (119)$$

Для контакту кульки і обойми, враховуючи малість α ,

$$S_a = k \frac{\pi a^2}{4} = \frac{\pi k}{4} r^2 \sin^2 \alpha \cong \frac{\pi k}{4} r^2 \alpha^2, \quad (120)$$

для контакту колеса і рейки

$$S_a = 2kaf \cong 2kfr\alpha, \quad (121)$$

де коефіцієнт k враховує, як зменшення загальної площі S_k , так і збільшення поверхні «обкладок» конденсатора внаслідок шорсткості поверхонь; f – ширина колеса.

Зазор $\delta(\alpha)$ для зони «а» складає одиниці мікрон. Тому ємність C_a , незважаючи на невелику площу S_a , може бути достатньо відчутною, особливо для масляного зазору. Для малих α ,

$$\delta(\alpha) = r(1 - \cos \alpha) \cong r\alpha^2. \quad (122)$$

Ємність (119), з урахуванням (120) і (122), для n паралельно увімкнених кульок:

$$C_a = n \frac{\varepsilon}{r\alpha^2} \cdot \frac{k\pi}{4} r^2 \alpha^2 = \frac{nk\pi\varepsilon r}{4}. \quad (123)$$

Ємність (3) двох контактів колеса і рейки з урахуванням (5) і (6):

$$C_a = 2 \frac{\varepsilon}{r\alpha^2} \cdot 2kfr\alpha = \frac{4k\varepsilon f}{\alpha}. \quad (124)$$

Напруга U_K (різниця потенціалів φ_1 і φ_2) на контакті, визначається опором (2) і струмом I :

$$U_{\varepsilon} = \varphi_1 - \varphi_2 = I \cdot R_{\varepsilon}, \quad (125)$$

де, внаслідок наявності двох або чотирьох (у підшипниковій парі) послідовно увімкнених контактів між (\pm) полюсами джерела постійної напруги U , потенціали φ_1 і φ_2 будуть одного знаку для чотирьох або φ_2 буде нульовим для двох послідовних контактів. Площа S_b в зоні «b» (рис.52) для кульки:

$$S_b = \frac{k\pi}{2} (a + 2b)b, \quad (126)$$

– для колеса:

$$S_b = 2kfb. \quad (127)$$

Площа S_b суттєво більша від S_a , але і зазор (122) більший, оскільки (рис. 52)

$$\alpha \in [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}], \quad \alpha_{\min} = \arctg \frac{a}{2r}, \quad \alpha_{\max} = \arctg \frac{b + \frac{a}{2}}{r}. \quad (128)$$

Наближене значення ємності C_b для середнього значення $\alpha_{\text{сеп}}$, що дорівнює напівсумі α_{\min} і α_{\max} :

– для n кульок підшипників

$$C_b \cong n \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{r \cdot \alpha_{\text{сеп}}^2} \cdot \frac{k\pi}{2} (a + 2b)b \cong \frac{nk\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r r}{1} \cdot \frac{\alpha_{\max} (\alpha_{\max} - \alpha_{\min})}{\alpha_{\text{сеп}}^2} \approx nk\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r r \cdot \left(\frac{\alpha_{\max}}{\alpha_{\text{сеп}}} \right)^2; \quad (129)$$

– для двох контактів коліс і рейок

$$C_b = 4 \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{r \alpha_{\text{сеп}}^2} \cdot kfb. \quad (130)$$

Для підшипників сумарна ємність складе приблизно долі, для коліс – одиниці пікофарад, а можливо і більше.

Заряди q_1 і q_2 одного знаку, розташовані на контактуючих поверхнях,

$$q_1 = C \cdot \varphi_1, \quad q_2 = C \cdot \varphi_2, \quad (131)$$

відповідно до (119) – (125), складуть тисячні долі Кулона.

Потік I електрики q через зону рухомого контакту

За відсутності руху електричний струм I , як потік електрики q , розподілено в зонах « a » і « b » (рис. 1) симетрично. Невелика зона « b » обмежена координатами $\pm x_2$, за яких явище пробою зазору зникає. Ситуація суттєво змінюється (рис. 53),

якщо колесо чи кулька обертаються зі швидкістю Ω , рухаючись зі швидкістю V_0 .

З метою пояснення виникнення асиметрії, подамо потік I сумою електричних трубок густини \vec{j}_k через перерізи ΔS сумарної площі S_K контакту:

$$I = \int_{S_K} \vec{j}(S) \cdot \vec{dS} \cong \sum_{k=1}^N j_k \cdot dS. \quad (132)$$

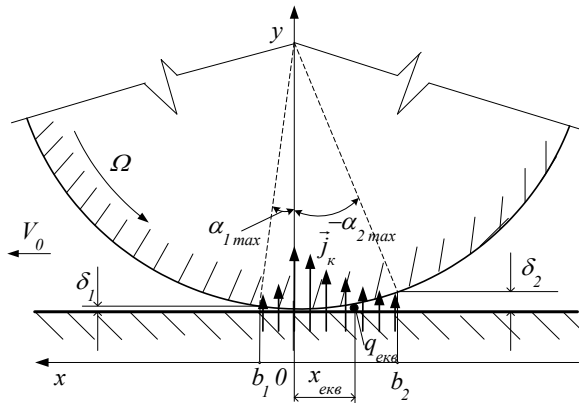


Рис. 53. Асиметричний розподіл густини j_k струму I

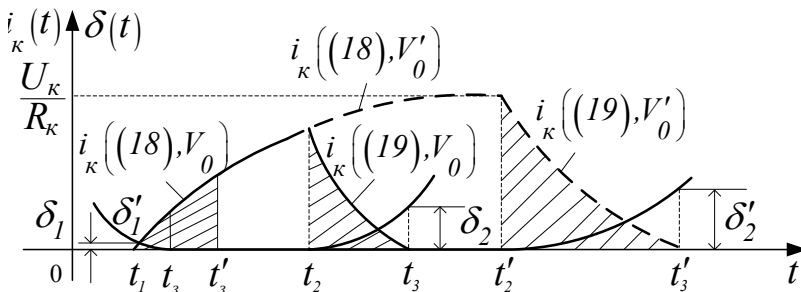


Рис. 54. Перехідні процеси (133), (134) в колі k – тої трубки для швидкостей V_0 і V'_0 , де $V_0 > V'_0$

Кожна k -та трубка струму $I_k = j_k \Delta S$ утворюється в момент t_1 виникнення розряду в зазорі δ_1 і зникає в момент t_3 згасання розряду в зазорі δ_2 (рис.54). Маючи кінцеву довжину l_k , площу ΔS перерізу і розташування у феромагнітному середовищі, кожна трубка є $R_k L_k$ – колом, де R_k і L_k – електричний опір і індуктивність. Якщо (для спрощення) прийняти R_k і L_k постійними, а опір контакту вважати нульовим за наявності і нескінченним за відсутності розряду, то миттєве значення $i_k(t)$ струму I_k визначається як розв’язок рівняння:

$$L_k \frac{di_k}{dt} + R_k \cdot i_k = U_k. \quad (133)$$

А саме: для $t_2 > t > t_1$

$$i_k(t) = \frac{U_k}{R_k} \left(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_k}} \right) \cdot 1(t-t_1); \quad (134)$$

для $t_2 \leq t < t_3$

$$i_k(t) = \frac{U_k}{R_k} \left(1 - e^{-\frac{t_2-t_1}{\tau_k}} \right) \cdot e^{-\frac{t-t_2}{\tau_k}} \cdot 1(t-t_2) \quad (135)$$

де $1(t-t_1)$, $1(t-t_2)$ – функції Хевісайда, $\tau_k = L_k/R_k$ – стала часу.

Залежно від швидкості, струм $i_k(t)$ за час $(t_2 - t_1)$ експоненційно зростає і досягає усталеного значення U_k/R_k для швидкості V'_0 або його частини $i_k(t_2)$ для V_0 . Далі, після розмикання механічного контакту ($t \geq t_2$ або $t \geq t'_2$), він експоненційно зменшується (135) до нуля. Напруженість ε_{np} , за якої виникає чи зникає пробій зазору δ , з набігаючої сторони дорівнює відношенню U_k до δ_1 (рис.53). В момент t_1 (незалежно від швидкості V_0 чи V'_0) виникає струм (134). Заштрихована площа під кривою $i_k(t)$ дорівнює заряду q' , що пройшов через зазор

за час $[t_1, t_3]$ для V_0 або $[t_1, t'_3]$ для V'_0 , де t_3 – момент виникнення механічного контакту. Далі, на інтервалах $[t_3, t_2]$ чи $[t'_3, t'_2]$, має місце електромеханічний контакт. В момент часу t_2 чи t'_2 механічний контакт розмикається і виникає струм (135). Він буде експоненційно зменшуватись до моменту t_3 чи t'_3 , за якого відношення $U_k + L_k \left| \frac{di_k}{dt} \right|$ до зазору δ чи δ'_2 не зрівняється з напруженістю ε_{np} , за якої відбувається пробій зазору δ . Тобто δ'_2 буде більшим за δ_1 (рис. 53, рис. 54). Заштрихована площа під кривою (135) струму $i_k(t)$ – це заряд q' , що пройшов за час $[t_2, t_3]$ чи $[t'_2, t'_3]$. Як бачимо (рис. 54), він значно більший від заряду q' з набігаючої сторони.

Визначимо відстані b_1 і b_2 . Для b_1 :

$$\varepsilon_{i\delta.} = \frac{U_k}{\delta_1} = \frac{U_k}{r(1 - \cos \alpha_1)} \cong \frac{U_k}{r\alpha_1^2} = \frac{U_k}{r \left(\arcsin \frac{b_1}{r} \right)^2} \cong \frac{U_k}{b_1^2} \cdot r, \quad (136)$$

звідси

$$b_1 = \sqrt{\frac{U_k \cdot r}{\varepsilon_{i\delta.}}}; \quad (137)$$

для b_2 :

$$\varepsilon_{i\delta.} = \frac{U_k + L_k \left| \frac{di_k(t_3)}{dt} \right|}{\delta_2} = \frac{U_k + L_k \left| \frac{di_k(t_3)}{dt} \right|}{b_2^2} \cdot r, \quad (138)$$

звідси

$$b_2 = \sqrt{\frac{U_k + L_k \left| \frac{di_k(t_3)}{dt} \right|}{\varepsilon_{i\delta.}} \cdot r}. \quad (139)$$

Чим більша V_0 , тим більше модуль $\frac{di_k}{dt}$ і, відповідно, більше відношення b_2 до b_1 , тобто, несиметрія.

Аналогічно тому, як у колі з індуктивністю струми i_k трубок не змінюються миттєво, так і напруга U_K на конденсаторі (119) і, відповідно, заряди q_1, q_2 (131) теж не можуть змінюватись миттєво. Тому також відбувається зміщення зарядів q_1, q_2 праворуч від зони контактів.

Струми i_k трубок долають за скінчений час Δt_k повітряний зазор δ_k зі швидкістю V_k пропорційною напруженості ε_k :

$$\vec{V}_k = \beta \vec{\varepsilon}_k, \quad (140)$$

де β – коефіцієнт рухомості заряджених частинок у зазорі δ_k . Тоді, відповідно до розмірності ($A \cdot c = Кл$), є припущення, що не тільки на поверхнях, а і в зазорі δ_k k -ої трубки утворюється незбалансований (внаслідок динамічності процесу) заряд q_k :

$$q_k = i_k \cdot \Delta t_k = i_k \cdot \frac{\delta_k}{\beta \varepsilon_k} \cong i_k \frac{\delta_k^2}{U_k}. \quad (141)$$

Сумарний повітряний заряд

$$q_\Sigma = \sum_{k=1}^N q_k \quad (142)$$

можна подати еквівалентним точковим зарядом $q_{екв.}$, який дорівнює q_Σ і розташований праворуч від точки дотику на відстані $x_{екв.}$ (рис. 53), де

$$x_{екв.} = \frac{\sum_{k=1}^N q_k \cdot x_k}{q_\Sigma}. \quad (143)$$

Внаслідок асиметрії і поверхневі заряди (131) також будуть зміщені праворуч від точки дотику.

Несиметричне намагнічування рухомими зарядами колеса (кульки) і направляючої

Заряди (131), (142), що утворилися в зоні дотику рухаються відносно тіл колеса (кульки) і направляючої зі швидкістю V_0 . Добуток сумарного заряду $q = q_1 + q_2 + q_{\text{екв.}}$ на швидкість V_0 можна подати як елемент $I_y \cdot \Delta x$ умовного струму I_y

$$(q_1 + q_2 + q_{\text{екв.}}) \cdot V_0 \cong I_y \cdot \Delta x, \quad (144)$$

$$\text{де } I_y = \frac{q_1 + q_2 + q_{\text{екв.}}}{\Delta t}, \quad V_0 = \frac{\Delta x}{\Delta t}.$$

За законом Біо-Савара-Лапласа елемент (144) струму I_y в точці M повітряного простору утворює магнітне поле індукції ΔB (рис. 55):

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_y \cdot \Delta x \cdot \sin \beta}{r^2}. \quad (145)$$

Для розрахунку всього магнітного поля $\Phi(r, r_0)$ достатньо проінтегрувати (145) в межах $\{0, \pm r_{\text{max}}\}$, $\{0, r_{0\text{max}}\}$. Якщо у цей простір внести феромагнітні тіла колеса (кульки) і направляючої, то вони локально намагнітяться, збільшуючи в μ_r разів магнітну індукцію B (в $1000 \div 10000$) і, маючи повітряний зазор $\delta(\alpha)$, з метою максимізації енергії W_M магнітного поля [4], утворять сили F_M , які діють за умови збільшення магнітної провідності Y_M , тобто на зменшення зазору $\delta(\alpha)$:

$$F_M = \frac{dW_M}{d\delta}. \quad (146)$$

Як відомо [21], сила F_M пропорційна квадрату струму I_y , зворотно пропорційна квадрату зазору $\delta(\alpha)$ і діє на зменшення δ (збільшення Y_M).

нерівність (147) виконується завдяки наявності руху зі швидкістю V_0 , на шляху Δx , усереднене за час Δt значення моменту M_3 (внаслідок зменшення зазору) зростає, а M_2 – навпаки (внаслідок збільшення зазору) – зменшиться. Таке твердження вірне, якщо середнє (за час Δt) значення зазору з лівого боку $\bar{\delta}_{лів.}$ менше, ніж з правого боку $\bar{\delta}_{пр.}$ (рис. 56).

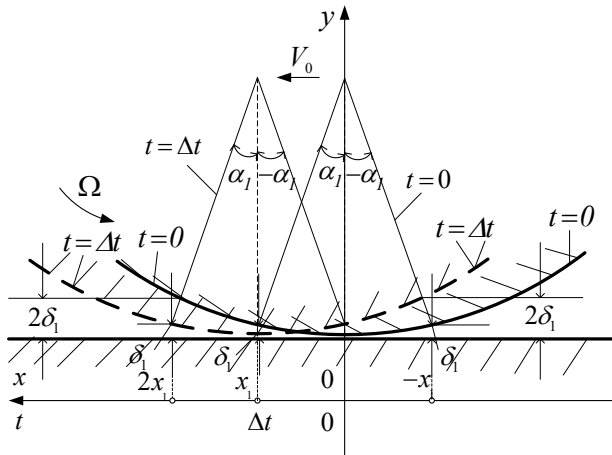


Рис. 56. Динаміка зміни зазорів $\delta(\alpha(t))$

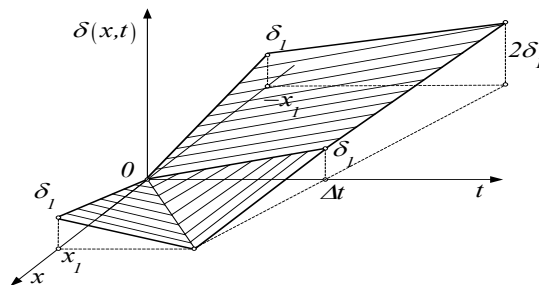


Рис. 57. Поверхні лінеаризованої залежності $\delta(t, x)$ для лівої $(x_l, \Delta t)$ і правій $(-x_l, \Delta t)$ областей

На рис. 56 показано положення колеса (кульки) для моментів $t = 0$ (лінії) і $t = \Delta t$ (пунктир) часу t . Щоб наближено визначити середнє за час Δt значення зазорів зліва і справа від точки $(t = 0, x = 0)$, лінеаризуємо залежності $\delta(t, x)$ для малої області $[(-x_l, x_l), (t = 0, t = \Delta t)]$ (рис.57). Як витікає з рис. 6, середнє значення $\bar{\delta}$ за час Δt ліворуч від точки $(0, 0)$ складе $0,5\delta_l$, праворуч – δ_l . Відповідно середнє за час Δt значення дії моменту M_l ліворуч від точки $(0, 0)$ буде в 4 рази більше, ніж праворуч. Несиметрія сил і моментів призводить до прискорення руху. Однак, за майже незмінних параметрів R_k, L_k , тобто незмінної сталої часу τ_k , зростає несиметрія. Центр $x_{екв.}$ (143) розташування заряду (142) зміщується праворуч від точки $(0, 0)$ дотику. Це призводить до зменшення несиметрії дії сил і, відповідно, сумарного моменту. Якщо далі штучно збільшувати швидкість Ω , то момент буде зменшуватись до нуля і далі змінить знак подібно однофазному асинхронному двигуні.

Висновок

В ефекті Ж. Губера має місце утворення поверхневих (131) і повітряного (149) зарядів в зоні контакту, які, рухаючись відносно феромагнітних тіл, нерівновісно локально намагнічують колеса (кульки) і направляючі. Останні, притягуючись з більшою енергією з набігаючої сторони, утворюють обертальний рух. Збільшення струму I збільшує заряди і момент. Збільшення швидкості збільшує зсув праворуч від точки дотику координати $x_{екв.}$ заряду, що призводить до зменшення моменту. Тобто, система має властивість самобалансування. Намагнічування може відбутися як від сталого, так і синусоїдного струму, оскільки сила F_M (146) залежить від його квадрату. Необхідною

умовою несиметрії є рух, який забезпечує умову (147). На збігаючій стороні контакту за зоною «*b*» (рис.52) відбувається розмагнічування феромагнетиків і поступове зникнення надлишкових поверхневих зарядів. Ефект збільшується, якщо повітряний зазор з ϵ_0 замінити масляним з $\epsilon \gg \epsilon_0$.

Подане пояснення ефекту полегшить шляхи подальшого удосконалення пристроїв, побудованих на ньому і, взагалі, доцільності його використання.»

В подальшому слід провести дослідження наявності чи відсутності ефекту рекуперації в двигунах Косирєва–Мільроя, впливу моменту інерції на максимальну швидкість обертання за однакового струму, вимірювання і розрахунку ємності контакту (ефект іонистирів), можливості збільшення площі контакту за умови не зменшення його опору та пошук ефективних сфер впровадження пристроїв на ефекті Ж. Губера.

ЛІТЕРАТУРА

1. Сильвестров А.Н., Чинаев П.И. Идентификация и оптимизация автоматических систем / М.: Энергоатомиздат, 1987. – 200 с.;
2. Поляк Б.Т., Цыпкин Я.З., Устойчивость и робастная устойчивость однотипных систем/Автоматика и телемеханика., 1996, № 11, с. 91–104;
3. Нетушил А.В. Изобретение Дж. Серла, как развитие эффекта Губера/Электричество, 1994. – №4 – с. 50–53;
4. Косырев В.В., Рабко В. Д., Вельман Н.И. Электрический двигатель / А.с. № 155216 (СССР). Опубл. в бюлл. – «Изобретения. Пром. образцы. Товарные знаки», 1963, № 12;
5. Демин П. Эффект Губера и летающие тарелки / Наука и жизнь, 1991. – № 7;
6. Поливанов К.М., Татарина Н.В., Нетушил А.В. Электро-механический эффект Губера / Электричество, 1973. – №8 – с. 72–76;
7. Пеннер Д.И., Угаров В.А. Электродинамика и специальная теория относительности / М.: «Просвещение», 1980.– 272 с.;
8. Грамм М.И. Принцип минимума и возможные объяснения эффекта Губера / Электричество, 2002. – №12 – с. 57–60;
9. Воронков С.С. Электродинамические силы Николаева / Научно-техническая библиотека. Статьи и публикации. <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/arts;>
10. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины ее парадоксальности/ Томск: Твердыня, 2003. – 149 с.;
11. Поливанов К.М. Электродинамика движущихся тел / М.: Энергоиздат, 1982. – 192 с.;

12. Пеннер Д.И., Угаров В.А. Электродинамика и специальная теория относительности / М.: «Просвещение», 1980. – 272 с.;
13. Кузьмин В.В., Шпатенко В.С. «О природе появления вращающегося момента в двигателе Косырева–Мильроя» / Вісник КДРУ ім. Остроградського, 2008. – №3 – с. 41–47;
14. Сильвестров А.Н., Зименков Д.К. О природе эффекта Губера / Вісник КДРУ ім. Остроградського, 2010. – №4 – с. 33–38;
15. Сильвестров А.М., Зименков Д.К., Трубіцин К.В. Проблема пояснення ефекту Губера та її вирішення / Вісник КДРУ ім. Остроградського, Вип. 1/2015(3). с. 123–126;
16. Тамм И.Е. Основы теории электричества / М: Наука, 1976. – 616 с.;
17. Максвелл Дж. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля/ М.: Гостехиздат, 1954. – 688 с.;
18. А.Н. Сильвестров, Д.К. Зименков, А.М. Пархоменко Объяснение эффекта Ж. Губера / Міжнародний науково-технічний журнал: «Сучасні проблеми електроенерготехніки та автоматики», 2015. – с. 487–490;
19. Поливанов К.М. Электродинамика движущихся тел / М.: Энергоиздат, 1982. – 192 с.;
20. Эткин В.А. Термодинамический вывод уравнений Максвелла / (Sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7628.html), 07.06.2004;
21. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 8: Электродинамика сплошных сред / М.: Наука, 1982. – 620 с.;
22. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики / К.: Техніка, т. 2, 1999. – 452 с.;
23. Антон Сильвестров, Дмитрий Зименков. Эффект Губера / Bulgarian Journal for Engineering Design, № 31, 2017. – с. 85–90;

24. Silvestrov A.M., Zimenkov D.K. (2017) Interaction of the laws of Electrodynamics in the Huber effect / «EUREKA: Physics and Engineering», № 3 (19), p. 12-21;
25. Silvestrov A.M., Zimenkov D.K. (2017) Analysis of theretical and Experimental studies of the Huber effect / Ukr. j. Phys., Vol. 62, No. 11, 2017. – p. 1001–1006;
26. Milroy R.A. Discussion. – «J. Of Applied Mechanics», June 1967(17). – p. 525;
27. Свідоцтво №78664 про реєстрацію авторського права на науковий твір «Взаємодія законів електродинаміки в ефекті Губера». Автори: Сільвестров А.М., Зименков Д.К. 27.04.2018;
28. Пенфильд П., Спенс Р., Дюинкер С. Энергетическая теория электрических цепей. – М.: Энергия, 1974. – 152 с.



.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

Навчальне видання

А.М. Сільвестров, Д.К. Зіменков

**Ефект Ж. Губера
(лабіринти наукового пошуку)**

Монографія

Рецензенти: Є.А. Мачуський,
*доктор фіз. мат. наук, проф., науковий керівник ОКБ «ШТОРМ»
КПІ імені Ігоря Сікорського*

С.О. Воронов,
*доктор техн. наук, професор, завідувач кафедри прикладної фізики
Фізико-технічного інституту КПІ імені Ігоря Сікорського*

Набір і верстка: Н.А. Ладік,
*провідний інженер
КПІ імені Ігоря Сікорського*